

Thèse de doctorat
de l'Université Paris VII

Spécialité: Astrophysique et Techniques Spatiales

présentée par

Isabelle Joncour

o o o o o o o o o o

IMAGERIE DOPPLER DES ETOILES

T TAURI

o o o o o o o o o o

Soutenue le 9 DÉCEMBRE 1994 devant le jury composé de:

M. Pierre Léna	Président
M. Claude Catala	Rapporteur
M. Klaus Strassmeier	Rapporteur
M. Claude Bertout	Directeur de thèse
Mlle Sylvie Cabrit	Examineur
M. Guy Pelletier	Examineur

Laboratoire d'Astrophysique, UJF/CNRS, BP 53X, F-38041 Grenoble Cedex

Thèse de doctorat
de l'Université Paris VII

Spécialité : Astrophysique et Techniques Spatiales

présentée par

Isabelle Joncour

o o o o o o o o o o

IMAGERIE DOPPLER DES ETOILES

T TAURI

o o o o o o o o o o

Soutenue le 9 DÉCEMBRE 1994 devant le jury composé de:

M. Pierre Léna	Président
M. Claude Catala	Rapporteur
M. Klaus Strassmeier	Rapporteur
M. Claude Bertout	Directeur de thèse
Mlle Sylvie Cabrit	Examineur
M. Guy Pelletier	Examineur

Laboratoire d'Astrophysique, UJF/CNRS, BP 53X, F-38041 Grenoble Cedex

Ce travail, commencé en septembre 1991 à l'observatoire de Grenoble sous la responsabilité de Claude Bertout, a été pour moi l'opportunité de concrétiser une activité de recherche qui me tenait à cœur.

Je suis reconnaissante à Claude Bertout de la confiance qu'il m'a accordée, de la proposition de thèse qu'il m'a offerte et des bonnes conditions de travail dont j'ai pu bénéficier, au sein d'un laboratoire riche en personnalités généreuses et passionnées. Je garderai précieusement les multiples souvenirs des discussions, des éclats de rires et sourires que j'ai partagés avec chacun de vous.

Je remercie Pierre Léna d'avoir accepté de présider ce jury. Je voudrais lui dire ici à quel point ses encouragements constants et sa présence bienveillante ont été importants pour moi.

Je suis heureuse que Claude Catala ait accepté le rôle de rapporteur. Je le remercie beaucoup, ainsi que Klaus Strassmeier pour avoir assumé la même responsabilité. Merci du temps que vous avez consacré à la lecture et commentaires de ce manuscrit, malgré un emploi de temps que je sais chargé.

Ce travail n'aurait pas pu voir le jour sans la présence indéfectible de Sylvie Cabrit, dont l'écoute, la chaleur ont été autant d'apaisements et de réconforts dans les moments difficiles; je te donne toute mon amitié. Je la remercie d'avoir accepté la tâche ingrate de l'examineur partagée aussi par Guy Pelletier, qui m'a fait le plaisir et l'honneur d'appartenir à ce jury; j'y tenais particulièrement. Merci de la clarté que tu sais transmettre et faire découvrir autant dans le vaste domaine de la Physique que dans celui de l'Humain.

Merci à toi, Jérôme Bouvier, pour avoir relu attentivement et avec humour mon manuscrit et pour ce gâteau si rare ressemblant, à s'y méprendre, à une de mes étoiles favorites.

Pensées amicales et chaleureuses à Jean Heyvaerts, qui a su être présent lorsqu'il le fallait.

Bises et amitiés pour toi, Nadine Dreux, tu as été, entre autre, un guide précieux dans les méandres et délais administratifs qui m'échappent parfois.

Ginette B., pourras-tu me pardonner un jour cette tendance à l'expansionnisme, qui te mettait dans des états de "rage", que j'avoue bien aimer quand même?

Merci à vous amis, Alexandre M., Bertrand L., Catherine D., Dick H., François M., Gilles H., Jean-Louis M., Jean-Marc B.B., Jérôme B., Marc S., Michel T.,

Pierre V., Pierre-Yves et Françoise L., Stefan A., Sylvie C., des moments rares partagés.

Douces et tendres pensées filiales pour vous Hélène et Hubert Joncour. Cette thèse est aussi vôtre; elle est issue de cette curiosité insatiable que vous avez développée chez vos enfants, de vos encouragements généreux qui affermissent la foi.

Mais en dernier ressort Jonathan, qui d'autre que toi aurait pu répondre avec autant de compréhension attentive à mon intranquillité? Toi plus que tout autre, tu m'as donné la force et la possibilité d'aller jusqu'au bout. Merci pour ça et pour le reste... Quem sabe o que será? Que será, será.

Résumé

Les **étoiles T tauri** (TTS), jeunes étoiles en fin de formation, sont le siège d'intenses manifestations magnétiques qui les classent parmi les étoiles les plus actives. Entre autres signes d'activité magnétique (X, radio non-thermique, raies chromosphériques), la modulation périodique de leur courbe de lumière indique, pour certaines d'entre elles, la présence de taches froides, lieux présumés d'émergence d'intenses champs magnétiques photosphériques. Le facteur de couverture total de ces taches peut atteindre jusqu'à 40% de la surface du disque stellaire, alors qu'au maximum d'activité solaire il n'est que de $\simeq 7\%$. La seule analyse photométrique est insuffisante pour décrire la **distribution de ces taches** à leur surface. Cette information est cependant cruciale non seulement pour étudier à terme leur cycle magnétique et tester les modèles dynamo, mais aussi pour analyser le type d'interaction qu'entretient la magnétosphère stellaire avec l'environnement circumstellaire (disque d'accrétion).

L'imagerie Doppler est une technique d'imagerie indirecte, qui permet d'obtenir la cartographie en brillance de la surface, à partir de spectres de haute résolution observés à différentes phases rotationnelles de l'étoile. Dans ce travail de thèse, nous analysons le principe de cette technique et procédons aux estimations des contraintes qu'imposent la qualité des données (résolution spectrale et rapport S/B) puis analysons les limitations intrinsèques de cette technique. Nous décrivons par la suite le modèle numérique fondé sur la paramétrisation des taches. Nous présentons des tests de reconstruction à l'aide de données synthétiques et nous montrons, pour la première fois, la surface de deux TTS à faibles raies d'émission : V410 Tau et HDE 283572 situées dans le nuage moléculaire du Taureau. Pour ces deux étoiles, les taches couvrent respectivement $\sim 35\%$ et 15% du disque stellaire et sont plutôt localisées à des attitudes élevées.

Chapitre 1

Introduction Générale

Il est difficile d'évoquer les manifestations magnétiques des étoiles en général sans penser à les comparer à celles du Soleil qui nous donne, par sa proximité, la chance de mettre en relation des structures spatialement résolues avec les émissions typiques dont elles sont à l'origine. Inversement, c'est bien l'observation des étoiles autres que le Soleil qui permet de tester la validité des modèles théoriques et hypothèses de base, ainsi que de clarifier les mécanismes fondamentaux régissant l'apparition de manifestations apparemment semblables.

L'origine du champ magnétique solaire actuel ne peut être uniquement d'origine primordiale. Même si le temps de diffusion classique (R_{\odot}^2/η) caractéristique de la décroissance du champ magnétique global est de l'ordre de 10 milliards d'années (plus de deux fois l'âge du Soleil), cette estimation peut être biaisée si les échelles caractéristiques de longueur sont plus courtes. En particulier, les instabilités résistives qui se créent à des petites échelles introduisent des temps de diffusion beaucoup plus courts. De même, il est nécessaire de prendre en compte l'effet de la force d'Archimède magnétique, qui tend à expulser le flux magnétique sur un temps $\tau = v_a/L$, avec v_a la vitesse d'Alfvén et L l'épaisseur de la zone concernée. De plus, l'existence vraisemblable d'une diffusivité magnétique turbulente dans la zone convective œuvre aussi à la dissipation du champ. Mais il faut bien avouer, que les contraintes actuelles sur les mécanismes physiques qui gouvernent la dissipation du champ magnétique sont très laches; il est probable que nous avons beaucoup à attendre de l'étude du magnétisme des jeunes étoiles T Tauri puisqu'elles nous permettent d'évaluer les conditions initiales typiques de la structure et intensité du champ magnétique des très jeunes soleils.

Les modèles à ce jour les plus prisés pour expliquer le champ magnétique so-

laire encore présent après 4,5 milliards d'années font appel à un mécanisme de type dynamo selon lequel un champ, à l'origine, de faible intensité est amplifié par les mouvements de matière. Un champ magnétique fossile fournirait alors naturellement le "petit" champ initial nécessaire pour amorcer le processus dynamo. Le grand succès des modèles dynamo provient du fait que dans les grandes lignes, ils reproduisent qualitativement le cycle magnétique solaire.

1. cycle de 11 ans sur le nombre de taches
2. l'émergence des taches restreinte à deux bandes de basse latitude
3. la dérive des latitudes de naissance des taches des moyennes latitudes vers l'équateur
4. la loi des polarités des taches
5. le renversement des champs magnétiques polaires à la fin d'un cycle de 11 ans

Plusieurs paramètres tels que le taux de rotation global, le taux de rotation différentielle, le temps de retournement des cellules convectives, y jouent un rôle clé. La comparaison avec des étoiles possédant des paramètres très différents permet de poser des limites sur la validité du modèle et de tester son universalité.

Les jeunes étoiles T Tauri sont de ce point de vue privilégiées puisqu'elles sont censées représenter la classe précurseur des étoiles de type solaire. Les vitesses de rotation de ces étoiles couvrent un large domaine (de ~ 5 km/s à ~ 100 km/s), et de plus ce sont des étoiles entièrement convectives¹, où l'on suspecte la présence de rotation différentielle à la surface - tout du moins latitudinale (voir chapitre 2.3). Les éléments de base pour créer un effet dynamo sont donc réunis. De plus, elles présentent des caractéristiques observationnelles qui montrent clairement que des manifestations magnétiques puissantes sont à l'œuvre, phénomènes qui les rangent parmi les étoiles les plus magnétiques (voir chapitre 6.2). Les difficultés essentielles de leur étude proviennent de leur éloignement et de la complexité de leur environnement circumstellaire (voir chapitre 6.1). Leur éloignement (150pc à 450pc) les rend faiblement visibles ($m_V \simeq 10 - 13$). Et le couplage des phénomènes intrinsèques à l'étoile et de ceux liés à la matière environnante rend parfois leur analyse difficile.

1. Voir cependant la discussion dans la conclusion finale sur l'emplacement de la dynamo tel qu'il est déduit des données héliosismologiques

Cependant, une sous-classe d'étoiles T Tauri, se sont affranchies plus vite (pour des raisons encore débattues) de leur matière circumstellaire visible (optique et infra-rouge). Ces étoiles à faibles raies d'émission (WTTS), offrent l'opportunité unique de découvrir une image d'un Soleil encore dans l'enfance. La variabilité périodique, parfois importante, de leur courbe de lumière ($\Delta m_V \leq 0.5$) suggère l'existence à la photosphère de taches sombres dont la taille est de loin très supérieure à celles qui sont observées sur le Soleil. La localisation de ces taches à la surface, la mesure de la rotation différentielle, les échelles de temps caractéristiques de leurs cycles magnétiques, la structure du champ magnétique sur ces étoiles, son influence sur la matière circumstellaire, son rôle sur l'évolution du moment angulaire sont autant de questions auxquelles il est important de trouver des réponses non seulement pour comprendre la formation des étoiles et de leurs éventuelles planètes, mais aussi pour affiner notre compréhension du Soleil actuel.

1.1 Magnétisme solaire

1.1.1 Taches solaires

Les taches solaires représentent les seules manifestations de l'activité du Soleil perceptibles à l'œil nu. Connues depuis l'antiquité, Théophraste d'Athènes, disciple d'Aristote (3,5 siècle avant J.C.) avait noté leur existence. Elles sombrent dans l'oubli pendant près de deux millénaires en Occident pour susciter un regain d'intérêt lors de leur redécouverte en 1611 par Galilée. L'époque n'était pas propice pour clamer que le Soleil, sphère divine et parfaite, n'était peut-être pas tout-à-fait aussi pur. Les astronomes de l'époque ont interprété ces zones sombres soit comme des nuages flottant au-dessus du Soleil (Galilée), soit comme un aperçu de la surface du Soleil présumé habitable et dont l'atmosphère était constituée de nuages ardents (Herschel), d'autres encore avaient envisagé l'existence de planètes à l'intérieur de l'orbite de Mercure, et qui passant régulièrement devant le Soleil apparaissaient en projection sur le disque. Le suivi pendant près de 250 ans de ces taches ont cependant rangé les explications précédentes dans le genre poétique sans doute, drôle sûrement, pour établir clairement que c'était bien des manifestations liées au Soleil même.

Il a fallu attendre le début de ce siècle pour établir le lien qui relie ces taches à l'existence d'un champ magnétique local et très intense. C'est en effet, en 1908 que Hale, inventeur du spectrohéliographe, donne une valeur pour la première fois

du champ magnétique dans les taches solaires, en mesurant la polarisation des raies photosphériques et découvre qu'il est de l'ordre du millier de Gauss alors que pour le reste de la photosphère le champ moyen est de 100 à 1000 fois plus faible. Dès lors la connection entre champ magnétique solaire et taches sombres était irréfutable. Plus tard, le même astronome et Nicholson (1925) établissaient que les taches allaient souvent par paires et possédaient une structure bipolaire (polarité négative pour l'une champ magnétique sortant et négative pour l'autre champ magnétique entrant) orientée dans le même sens pour l'hémisphère Nord et inverse pour l'hémisphère Sud. De plus, l'axe de ces structures bipolaires est plus ou moins aligné avec l'équateur (angle d'inclinaison moyen de 10°). Le suivi régulier du nombre de taches et de leur trajet à la surface du soleil avec le temps avait permis de mettre en évidence la variation du nombre de taches établie sur une période de 11 ans (Schwabe, 1843, Wolf, 1856). A chaque cycle, l'orientation des bipôles associés aux taches s'inverse. Ce qui revient à définir un cycle entier de 22 ans (cycle de Hale) pour retrouver la même orientation des bipôles dans le même hémisphère. Les taches ne naissent pas toutes aux mêmes latitudes ; Carrington (1859) a mis en évidence la dérive des latitudes de naissance des taches au cours du temps vers l'équateur (illustré par le diagramme papillon de Maunder) sur la durée de ce même cycle de 11 ans. Pour le début d'un cycle, qui correspond aussi à un minimum de taches présentes sur le Soleil, la latitude moyenne des taches est de 28° , après 6 ans elle est de 12° et après 11 ans, elle est tombée à 7° . La durée de vie d'une tache solaire est de quelques jours (3 à 10 jours) pour la plupart, jusqu'à plusieurs mois pour les plus grandes.

Une tache est constituée d'une région centrale très sombre (intensité 5 à 15 % du rayonnement photosphérique) nommée *ombre* dont la température est uniforme de l'ordre de 3700K (2100 K de moins que la photosphère normale) sur 0,4 % du rayon de la tache. Le champ magnétique au centre de l'ombre est orienté perpendiculairement à la surface et possède une intensité qui varie entre 2000 à 4000 Gauss puis décroît graduellement jusqu'à 1000 à 1500 Gauss au bord. Le champ magnétique y est si intense qu'il inhibe tout mouvement de convection. La matière n'étant plus brassée avec l'intérieur plus chaud, elle se refroidit. Cette région est entourée de la *pénombre* beaucoup moins froide ($\simeq 300K$ en-deçà de la température photosphérique) et qui rayonne entre 60% et 95% de l'intensité photosphérique. La mesure du champ magnétique transverse dans ces régions indique que le champ magnétique, de vertical au centre de l'ombre, est incliné dans cette partie de la tache.

L'effet Wilson montre que les taches sont des dépressions dans la photosphère. Elles seraient localisés de 500km à 700km en dessous de la surface. L'effet Wilson qui

décrit la variation de l'extension de la pénombre lorsque la tache passe d'un bord du Soleil à l'autre (pour une tache située sur le bord Ouest du Soleil, l'extension de la pénombre à l'est est plus petite que celle de la pénombre à l'ouest) est comparable à la vue d'une tasse à café dont on verrait le rebord de droite en penchant la tête à gauche et vice-versa.

Les taches ne sont pas la seule manifestation de l'activité magnétique du Soleil. Sa surface photosphérique est en fait couverte de régions magnétiques intermittentes localisées en intenses tubes de flux. Le champ magnétique solaire est plutôt un patch-work de structures magnétiques, même si à son minimum d'activité, une structure approximativement dipolaire se laisse deviner.

1.1.2 Chromosphère et Couronne

Par ailleurs, la présence dans le spectre solaire de certaines raies d'émission d'éléments ionisés (possédant un fort potentiel d'ionisation), montre que l'atmosphère est chauffée à des températures qu'il est difficile d'expliquer sans faire appel à des mécanismes magnétohydrodynamiques (MHD) complexes et très énergétiques (reconnection magnétique, chauffage par ondes d'Alfvén).

Au-dessus de la photosphère de température effective 5630K, la température après avoir décrut de $\simeq 1600\text{K}$, augmente jusqu'à 10^4K (chromosphère), pour atteindre 10^6K (couronne).

La chromosphère émet principalement dans le continu infrarouge et ultraviolet et les raies adoptées généralement pour étudier la chromosphère sont les suivantes

1. $\text{MgIIh } 2800 \text{ \AA}$ $\text{MgIIk } 2796 \text{ \AA}$
2. $\text{CaIIR } 3968 \text{ \AA}$ et $\text{CaIIR } 3934 \text{ \AA}$
3. raies Balmer de l'hydrogène en particulier $\text{H}_\alpha 6563 \text{ \AA}$
4. $\text{Ly}_\alpha 1216 \text{ \AA}$
5. $\text{HeI } 10830 \text{ \AA}$, 5876 \AA
6. $\text{OI } 1305 \text{ \AA}$, 1355 \AA ,
7. $\text{SiII } 1808 \text{ \AA}$, 1817 \AA

Les raies les plus souvent utilisées comme diagnostics de la chromosphère sont plutôt les deux premières en général. Pour les étoiles T Tauri la raie H_α joue un rôle particulier.

Après une zone de transition (étudiée principalement par les raies CIII 1175Å, 1909Å, SiIV 1394Å, 1403Å pour un gaz chauffé entre 510^4 K et 2510^4 K), on atteint alors la couronne qui malgré sa forte température ne contribue pourtant que très peu à la luminosité du Soleil (moins du millionième de la luminosité totale). Elle s'étudie spectroscopiquement à travers les raies des éléments métalliques très ionisés (9 à 16 fois pour le Fer) émettant dans l'ultra-violet et le domaine bleu du spectre électromagnétique (7Å à ~ 3000 Å).

1.1.3 autres structures

Les taches ne sont pas les seuls indices d'une activité magnétique intense qui sévit aussi dans toute l'atmosphère au-delà de la photosphère. Si elles marquent les effets d'un champ intense au niveau de la photosphère, les plages, régions brillantes de la chromosphère, observées notamment en H_α , sont les contreparties des lignes de champ qui, se développent plus haut dans la chromosphère, jusqu'à s'épanouir dans la couronne en boucles ou protubérances. Les phénomènes mis en jeu, en ce qui concerne les boucles, sont alors très énergétiques et sont perceptibles grâce au rayonnement X. Les protubérances localisées dans la couronne sont pourtant observables en H_α . Par des processus encore mal compris, une fraction de la matière de la couronne se condense sur les lignes de champ fermées, qui se déforment lors du dépôt de cette matière. Le gaz condensé, possédant une température plus faible que celle du milieu environnant, apparaît donc en projection lorsqu'il est vu en projection sur le disque et en émission lorsqu'il est vu au-delà des rebords du disque. Ce gaz est alors un traceur (comme la limaille trace les lignes de champ d'une barre aimantée) du champ magnétique solaire local, par ailleurs invisible.

L'activité n'est donc pas seulement décrite par les taches mais par cet ensemble de phénomènes. Une région active se révèle aussi en rayonnement radio et X. Le rayonnement radio non-thermique aux fréquences les plus courtes provient plutôt des régions de la basse chromosphère où les électrons spiralent dans le bas des boucles magnétiques fermées (Soleil $\simeq 0,6 R_\odot$) (voir pour une revue des émissions radio solaires, Dulk, 1985). Le rayonnement X quiescent essentiellement d'origine thermique est vraisemblablement lié à des phénomènes de reconnection de champs magnétiques aux petites échelles et peut atteindre comme température de brillance plusieurs dizaines de millions de kelvins (Rosner et al., 1985 pour une revue des propriétés stellaires des émissions X).

La dynamique incroyable de ces structures résulte en une série de sursauts de

rayonnements Radio et X typiques de phénomènes éruptifs. Ceux-ci provoquent des éjections (massives) de particules ionisées dans le milieu interplanétaire et offrent une variabilité sur une gamme très large d'échelles de temps, de la milliseconde jusqu'à plusieurs semaines.

1.1.4 Modèles dynamo

Si tous ces phénomènes ont une origine magnétique, quelle est l'origine du champ ?

Le Soleil ne semble pas tourner comme une sphère rigide. On observe sur le Soleil, l'existence d'une rotation différentielle entre les régions équatoriales (période de rotation 26 jours) et les zones polaires (rotation en 37 jours). L'origine de la rotation différentielle pourrait se trouver dans l'interaction des mouvements turbulents de la zone convective du Soleil avec le mouvement de rotation. La rotation différentielle joue un rôle clé dans la théorie dynamo dont les effets peuvent basiquement se décrire par

1. effet ω : en partant d'une composante poloïdale du champ magnétique (dans un plan défini par les axes radial et vertical), la rotation différentielle engendre une composante de champ dans la direction azimuthale (composante toroïdale).
2. effet α : les mouvements turbulents à hélicité non nulle tordent la composante du champ toroïdale dans un plan perpendiculaire, ce qui régénère le champ poloïdal. Le type de mouvement adéquat pour remplir cette tâche doit être du type hélicoïdal. Un exemple de ces mouvements dits cycloniques (par référence météorologique) se trouve pour un déplacement ascendant des cellules convectives soumises de plus à la rotation globale. La force de Coriolis ($\propto \vec{v}$) peut engendrer de tels mouvements.

L'emplacement de la dynamo est un sujet encore largement débattu, mais il semblerait que placer la dynamo dans la zone convective explique difficilement l'émergence à la surface de structures bipolaires organisées quasiment perpendiculairement à l'équateur, comme le sont approximativement la moitié des taches. Certains scientifiques envisagent l'existence d'une zone de transition entre la base de la zone convective et l'intérieur radiatif, où se localiserait préférentiellement la dynamo. Cette région moins turbulente pourrait engendrer et stocker sur des échelles de temps raisonnable (ordre de grandeur du cycle magnétique solaire) du flux magnétique alors que dans la zone convective même, les échelles de temps sont trop courtes

(1 mois) pour que le processus dynamo soit efficace (voir pour revues Priest 1984; Baliunas et Vaughan 1985; Rüdiger et al. 1986; Tuominen et al. 1988; Brandenburg et Tuominen 1988, Tuominen et Rüdiger 1989, Brandenburg et al. 1989a, 1989b, 1989c; Schmitt 1993).

La vision actuelle pour expliquer les taches solaires consiste à envisager la création locale de tubes de flux intense par un processus dynamo dans/sous la zone convective. L'émergence à surface de taches solaires organisées en structure bipolaires seraient la conséquence de l'action de la poussée d'Archimède magnétique exercée sur les tubes de flux, dont les pieds seraient encore ancrés dans les régions internes de formation des tubes de flux. La matière à l'intérieur de ces tubes de champ, par un effet de pression magnétique additionnelle, devient moins dense. Si la diffusion à travers les lignes de champ est ineffective pour laisser remonter la matière seule et la laisser se mettre en équilibre dans une région de moindre gravité, le tube entier émerge (instabilité de Parker, 1955).

Dans le cadre des modèles dynamo, la migration de l'activité magnétique du Soleil des hautes latitudes vers l'équateur serait due au sens de variation de la rotation angulaire avec le rayon. Roberts (1972), montre que les modes les plus probables pour une dynamo α, ω pour laquelle $\partial\Omega/\partial r \leq 0$ engendrent des structures de type bipolaire et une migration de l'activité des pôles vers l'équateur. Pour une dérivée positive de la rotation angulaire avec le rayon, les structures sont plutôt de type quadrupolaire, et la migration de l'activité se fait de l'équateur vers les pôles. Le premier modèle cadre tout à fait bien pour le Soleil. On a observé effectivement des vitesses de rotation un peu plus rapides pour les taches que celles de la photosphère normale. Si les taches sont ancrées sous la photosphère et qu'elles tournent plus vite cela suggère qu'au moins pour le Soleil, la rotation angulaire est plus forte vers les couches intérieures.

Si à ce jour les modèles de dynamo résolvent l'influence des mouvements de matière sur l'évolution du champ magnétique, il n'existe pas à ce jour de théorie entièrement cohérente du problème pris dans son entier (rétroaction du champ sur la matière), du fait de la complexité des phénomènes mis en jeu (magnétoconvection, diffusion magnétique, etc...).

1.2 Techniques de cartographie de la surface stellaire

1.2.1 Techniques directes de mesure du champ magnétique

Les techniques de mesure directe du champ magnétique sont peu nombreuses et reposent toutes sur la mesure de l'effet Zeeman dans les raies spectrales.

L'existence d'un champ magnétique dans une région où se forme les raies, lève une dégénérescence des niveaux d'énergie pour certains d'entre eux. Les transitions possibles entre deux niveaux d'énergie sont triplées pour donner deux raies de polarisation circulaire (polarité opposée) de part et d'autre de la composante de polarisation linéaire centrée sur la longueur d'onde de la transition en l'absence de champ. Le décalage en longueur d'onde des deux composantes de polarisation circulaire est proportionnel à la composante longitudinale du champ. En mesurant à l'aide d'un magnétographe, qui enregistre simultanément les spectres dans les deux états opposés de polarisation circulaire, le décalage en longueur d'onde des raies ainsi obtenues, on remonte à la valeur du champ magnétique longitudinal.

La mesure de la polarisation circulaire dans les raies donne la composante longitudinale (projetée sur l'axe de visée) du champ magnétique

$$B_p = \frac{\int B \cos \gamma I ds}{\int I ds} \quad (1.1)$$

où γ est l'angle entre le champ magnétique et la ligne de visée.

La mesure de la polarisation linéaire, quand elle est possible, donne la composante transversale du champ magnétique. En pratique, l'amplitude de la polarisation linéaire pour des champs magnétique stellaire typique est tellement faible, que peu de résultats pour les étoiles autres que le Soleil sont disponibles.

Une autre technique consiste à mesurer l'élargissement des raie en lumière non polarisée par effet Zeeman ou, plus directement, lorsque la résolution le permet, le dédoublement des raies. On a alors accès à la composante moyenne du champ magnétique de surface intégré sur le disque stellaire visible :

$$B_s = \frac{\int |B| I ds}{\int I ds} \quad (1.2)$$

où $|B|$ est le champ local, I est la brillance de surface et ds , la surface élémentaire. En pratique ce type de mesure est adapté pour les étoiles possédant une vitesse de

rotation projetée faible pour que l'effet d'élargissement dominant soit du à l'effet Zeeman seul ($v \sin i \leq 10 \text{ km/s}$), et de forts champs magnétiques pour assurer la détectabilité ($B \geq 1000 \text{ G}$).

La mesure du champ magnétique en lumière polarisée (première technique) peut être effectuée de deux façons différentes : spectroscopie, photométrie large bande. Pour la première des données de haute résolution spectrale sont nécessaires, et l'effet Zeeman est mesuré individuellement dans chaque raie (quitte ensuite à sommer les effets issus de raies différentes). Pour la photométrie large bande, où essentiellement les raies ne sont pas résolues ($R \sim 6$), on mesure directement les effets cumulatifs de polarisation moyennés sur une portion du spectre (bandes photométriques). Un des biais de cette méthode d'analyse, est qu'elle ne donne de résultats que si le champ magnétique est organisé en grandes structures de même polarité. Comme le champ magnétique est intégré sur le disque, si le champ magnétique n'est pas organisé en grandes structures avec une polarité dominante pour une face de l'étoile, mais plutôt disséminé à la surface en bipôles associés par exemple, la valeur moyenne du champ magnétique sera nulle ; aucune mesure du champ magnétique stellaire n'est alors possible, sans que cela signifie pour autant qu'aucun champ magnétique n'existe.

Pour la seconde technique au contraire (élargissement des raies en lumière non polarisée), comme on mesure le module du champ, les contributions de polarité opposée ne s'annulent pas. L'inconvénient est qu'elle n'est applicable qu'à des rotateurs lents, pour que l'élargissement de la raie ne soit imputable qu'au magnétisme seul. Pour les rotateurs rapides, une alternative consiste à effectuer une analyse différentielle de l'élargissement pour un ensemble de raies possédant des facteurs de Landé (caractéristique de la transition) très différents. Des raies peu sensibles au champ magnétique (petit facteur de Landé) seront donc l'étalon pour discriminer l'existence d'une autre source (magnétique) d'élargissement.

1.2.2 Techniques indirectes d'imagerie de la surface des étoiles

Un procédé mis au point principalement ces dix dernières années, consiste à analyser des quantités intégrées sur le disque pour en extraire des caractéristiques locales. Ces techniques d'imagerie indirecte sont appelées (c'est en partie déjà fait) à un bel avenir dans la communauté astrophysique (mais pas uniquement : imagerie

médicale); Malgré tout le progrès technologique qui permettra d'atteindre des résolutions aussi petite que le dixième de seconde d'arc (VLT) qui devrait permettre de résoudre l'environnement circumstellaire des jeunes étoiles, avant de résoudre les structures à leur surface, ce qui nécessiterait une résolution angulaire de $\simeq 10^{-4}$ seconde d'arc dans le visible pour des étoiles situées ~ 150 pc, il faudra attendre quelques temps.... et il est plus sûr d'envisager une autre technique!

L'utilisation de données photométriques dans les différentes bandes UBVR_I, permet déjà par leur analyse différentielle d'en déduire la présence de taches chaudes ou froides en fonction de la phase rotationnelle observée. Mais l'utilisation de données spectroscopiques présentent de plus l'avantage de donner des informations supplémentaires sur la vitesse projetée sur l'axe de visée de l'objet étudié. L'idée de base de l'Imagerie Doppler spectroscopique est donc d'assimiler les raies spectrales observées comme autant de projections en vitesse de l'objet en rotation. Donc chaque vitesse dans la raie nous donne déjà une information locale, qui reste cependant intégrée sur une ligne d'iso-vitesse. En observant l'objet sous plusieurs angles (plusieurs phases rotationnelles), et en connaissant sa loi de rotation on peut remonter à une information spatiale: c'est le principe de l'Imagerie Doppler. Je le décris en détail dans le chapitre suivant, je ne développe donc pas plus avant la technique.

Cette technique a d'abord été utilisée pour la première fois sur les étoiles *Ap magnétiques* (voir section 1.2.1), foncièrement différentes des étoiles de type solaire. Ces étoiles font partie de la plus grande sous-classe des étoiles regroupées sous l'appellation des étoiles chimiques particulières. Elles sont caractérisées par la présence d'un champ magnétique de l'ordre de plusieurs milliers de Gauss ($\sim 10kG$) et variable dans le temps. Le modèle du rotateur oblique (Stibbs, 1950), selon lequel le champ magnétique est incliné par rapport à l'axe de rotation, pourrait expliquer les variations magnétiques périodiques observées à l'échelle de temps de rotation de l'étoile. Ces étoiles **très chaudes** et qui ne possèdent pas d'enveloppe convective présentent également des variations photométriques et spectrales qui sont interprétées comme résultant d'une répartition inhomogène d'abondance des constituants de l'atmosphère à leur surface. L'interprétation, généralement acceptée, évoque la diffusion sélective d'éléments chimiques ionisés en présence d'un champ magnétique (Michaud et al., 1981). La diffusion des éléments résulte de la compétition entre les deux effets suivants (lorsque que les processus collisionnels sont négligeables): la gravité qui a tendance à faire tomber les éléments radialement et la pression de radiation qui

les repousse vers l'extérieur. Si la gravité domine le rayonnement pour un élément ionisé donné (cas du silicium ionisé présent dans les atmosphères d'étoiles chaudes) alors tous ceux-ci tombent dans les couches de l'étoile plus internes. L'abondance en surface de cet élément apparaîtra donc appauvrie. En l'absence de champ magnétique, cette déplétion chimique est homogène à la surface. Par contre, la présence d'un champ magnétique stellaire modifie la direction de la diffusion dans le sens où les ions ne pouvant pas (ou peu en fonction de la résistivité) traverser les lignes de champ, la diffusion ne pourra être effective que dans les régions de lignes de champ verticales. Dans le cadre du rotateur oblique où le champ magnétique stellaire est dipolaire, la chute de ces éléments est donc stoppée (en partie) dans les régions situées à proximité de l'équateur magnétique où les lignes de champs sont longitudinales, alors qu'aux pôles magnétiques les lignes de champs étant radiales (verticales) les éléments peuvent subir l'emprise de la gravité et tomber vers les couches internes. Il en résulte une sur-abondance relative de cet élément dans les régions équatoriales magnétiques, ou une sous-abondance de ce même élément aux pôles.

Il semblerait cependant que cette explication (diffusion sélective des éléments) soit remise en question par l'évolution séculaire de l'amplitude du champ observé sur 30 ans, notamment sur α Per (Wehlau et al., 1991). En effet, l'échelle de temps de variation du champ magnétique serait trop rapide pour que ces inhomogénéités aient eu le temps de se former.

Un autre type d'étoiles qui a bénéficié de cette analyse concerne les étoiles évoluées géantes de type spectral tardif *FK Comae* caractérisées par une rotation rapide, une forte émission dans les raies CaII et H α , et des variations photométriques suggérant l'existence de taches froides à la surface. Par l'absence de variation de vitesse radiale, ces étoiles ne font apparemment pas partie de systèmes binaires; mais pour expliquer leur taux de rotation anormalement élevé à ce stade d'évolution, Walter et Basri (1982) ont envisagé que ce soit quand même d'anciens systèmes binaires serrés ayant fusionné.

Les systèmes binaires synchrones RS CVn consistent en des objets privilégiés pour ce type d'études, de par leur brillance et leur rotation rapide. Ils regroupent généralement une étoile de la séquence principale et une étoile de type tardif très active. Ils présentent des signatures d'une activité chromosphérique et coronale correspondants

à de puissants phénomènes magnétiques. Et les larges variations de leur courbe de lumière sont compatibles avec la présence de taches froides de grande taille. L'imagerie Doppler révèle à leur surface des inhomogénéités en température le plus souvent localisés à des hautes latitudes.

Récemment, a été développée une modélisation *Imagerie Zeeman-Doppler* qui analyse les paramètres de Stokes du rayonnement (Intensité et polarisation circulaire) pour cartographier la brillance de la surface et les structures magnétiques. Cette méthode est très intéressante car elle confirme le lieux des structures magnétiques ; dans ce sens elle est complémentaire de l'analyse classique Doppler qui ne modélise que l'intensité. Elle fait appel aux mêmes principes que l'imagerie Doppler et elle utilise les raies enregistrées simultanément dans les deux états orthogonaux de polarisation circulaire (Semel 1989, Donati et al. 1992). Appliquées aux étoiles brillantes déjà analysées à l'aide de la technique Doppler plus classique (sur le système RS CVn HR 1099 : Donati et al. 1990; Sur l'étoile Ap ϵ UMa : Donati et al. 1990), cette technique requiert un rapport du signal sur bruit au minimum de 350 (Donati et al., 1989); nous ne pouvions donc l'envisager pour des étoiles T Tauri faiblement lumineuses, sur lesquelles restait à démontrer la faisabilité d'études plus simples d'Imagerie Doppler prenant en compte juste l'intensité dans la raie (d'autant plus que des tentatives pour mesurer le champs magnétique à l'aide de techniques spectro-polarimétriques sur les TTs n'ont pas été concluantes, voir chapitre 6.2.5).

1.2.3 Bref Historique de l'imagerie Doppler

Les distinctions entre les différents modèles élaborés en matière d'imagerie Doppler concernent d'une part le traitement du transfert radiatif (largeurs équivalentes, profils locaux numériques), d'autre part la méthode numérique d'inversion (méthode essais-erreurs, maximum d'entropie, déconvolution...) et finalement le choix du paramètre libre (abondance, température, épaisseur optique...). L'objectif de cette section est de présenter dans une perspective historique les principaux modèles qui se sont considérablement raffinés dans le temps en fonction des développements instrumentaux, qui ont permis l'obtention de données spectrales de meilleure qualité, et des moyens informatiques de plus en plus puissants.

Les premiers modèles utilisés pour obtenir une cartographie stellaire de la répartition de l'abondance de certains éléments chimiques stellaire furent développés par

Deutsch (1958, 1970) et spécifiquement appliqués aux étoiles chimiquement particulières (étoiles Ap Magnétiques, voir section 1.2.2). La qualité - résolution spectrale et rapport du signal sur bruit - des données de l'époque, obtenues à l'aide de plaques photographiques, ne permettait pas d'accéder aux informations locales des raies (i.e. flux de la raie en fonction de la longueur d'onde), mais elle était suffisante pour estimer le flux total retenu dans la raie (i.e. la largeur équivalente). Or la variation de la largeur équivalente observée en fonction de la phase rotationnelle, allait permettre quand même de retrouver des informations locales de l'abondance en surface. En effet, pour retrouver à partir de cette quantité intégrée une information locale sur la surface, Deutsch développe en série²lle est tronquée au second ordre pour limiter le nombre de coefficients à déterminer d'harmoniques sphériques la largeur équivalente. Ce type d'analyses fut appliqué par Whelau (1958) sur HD 125248, Pyper (1969) sur α^2 CVn, Rice (1970) sur HD 173650 et par Falk et Wehlau (1974) sur l'étoile Ap α^2 CVn. Falk et Wehlau (1974) avait noté qu'il était nécessaire d'utiliser des informations sur les raies locales pour contraindre plus précisément les positions des taches d'anomalie d'abondance. Ils utilisent alors les largeurs équivalentes théoriques comme facteur de normalisation de profils locaux de forme gaussienne, ce qui n'était pas réaliste et pouvait entraîner des artefacts lors de la reconstruction. Cela avait mené Khokhlova et Rajabchikova (1974) à calculer les formes théoriques des profils locaux, et ils adoptent une méthode d'essais et d'erreurs pour déterminer la localisation des taches d'abondance; une technique comparable fut utilisée par Vogt et Penrod (1983) sur HR1099. C'est en 1977, que Goncharskii et al. propose d'appliquer à l'imagerie Doppler l'algorithme numérique élaboré par Tikhonov (1964). Cet algorithme permet de traiter un grand nombre de paramètres libres en adjoignant à la classique fonction de mérite à minimiser une fonction de régularisation égale à la somme de la norme au carré des paramètres libres, qui a pour rôle de sélectionner une solution unique lorsque le problème est mal-conditionné. Les profils locaux sont calculés numériquement à l'aide d'un code de transfert radiatif et la formule de Minnaert permet de paramétriser ces profils pour découpler le problème du transfert de celui de la reconstruction. Les paramètres libres sont ici les épaisseurs optiques des raies (Goncharskii et al. 1982, Khokhlova et al. 1986). Piskunov (1984) propose d'utiliser des raies observées à travers un polarimètre pour reconstituer la géométrie du champ magnétique sur les étoiles Ap en déterminant les paramètres de Stokes associés. En 1987, Vogt et al. propose une alternative à la régularisation de Tikhonov.

2. e

nov en utilisant une autre fonction de régularisation dite d'Entropie^{3 4}. Ils adaptent le logiciel MEMSYS (assez connu dans la communauté) développé au laboratoire de radio-astronomie de Berkeley par Skilling et Gull (1983). Ils amorcent une petite polémique en suggérant que la régularisation de Tikhonov ne permet pas de retrouver les latitudes initiales des structures, au contraire de celle du maximum d'entropie. Cet article, très clair, reporte différents tests de reconstruction qu'ils ont réalisés à l'aide du code pour analyser l'influence de différents paramètres (erreurs sur la température effective, angle d'inclinaison, vitesse de rotation...); ils en déduisent des conditions optimales de fonctionnement; je souligne les suivantes :

1. disposer d'une résolution typique de 40000 pour une rotation moyenne de 50km/s,
2. obtenir un S/B supérieur à 100 et idéalement de 400 par élément de résolution
3. importance de la prise en compte de l'assombrissement centre-bord
4. importance de l'exactitude de la vitesse rotationnelle projetée maximale ($v \sin i$)

L'aspect du transfert radiatif dans ces simulations souffre un peu d'approximations excessives. Ils supposent en effet que la forme du profil local ainsi que la largeur équivalente sont identiques à la fois pour l'émission issue des taches et de la photosphère propre; dans ce cas seul le niveau du continu varie en fonction de la température. Or on verra dans le chapitre 2, l'importance de la variation du rapport des largeurs équivalentes comparée à celle du continu, qui a pour effet de diminuer significativement l'amplitude des déformations dans le profil, puisque ces deux variations ont tendance à se compenser mutuellement. De plus la forme des profils locaux joue un rôle crucial puisqu'elle fixe le nombre de signatures dans le profil dues à la présence de taches (voir section 2.4); on peut donc s'attendre à introduire des artefacts dans la reconstruction du fait d'un traitement approximatif du transfert radiatif. Dans ce même papier, ils soulignent la difficulté de retrouver le détail des régions équatoriales par rapport aux régions polaires parfaitement reconstituées. La même difficulté est aussi rencontrée par les partisans de la fonction de régularisation de Tikhonov (Rice et al. 1989)

3. voir revue sur la restauration d'images en astronomie fondée sur le principe du maximum d'entropie pour la méthode mathématique, Narayan et Nityannanda, 1986

4. Si le papier de 1987 concerne uniquement les tests de reconstruction, ils l'appliquent deux ans plus tard sur une étoile Ap magnétique (Hatzes et al. 1989)

C'est en 1990, que la comparaison entre les deux méthodes maximum d'entropie et régularisation de Tikhonov est réalisée (Piskunov et al. 1990), et cette étude favorise la méthode proposée par Goncharskii, en soulignant que la technique de maximisation d'entropie a tendance à engendrer des structures de fort contraste alors que l'autre méthode présente des solutions plus "douces". Il faut quand même garder à l'esprit que ce sont des méthodes tout de même très similaires, et que les désaccords ne remettent pas en doute la légitimité de ce type de méthode. Une autre étude comparative (Strassmeier et al. 1991) permet de tester 4 codes numériques différents :

1. Technique de maximisation de l'entropie (Vogt et al, 1987)
2. Régularisation de Tikhonov, Rice et al. (1989)
3. Piskunov et al. (1989)
4. Méthode d'essais-erreurs (1990)

Ces programmes calculent à partir de mêmes données de l'étoile appartenant au système RSCVn HD26337, la solution image reconstruite finale. La conclusion est finalement que toutes les solutions reconstruites sont compatibles entre elles et donnent toutes une tache plutôt située dans les régions polaires.

De nouveaux tests sont réalisés sur l'influence des paramètres stellaires sur les images reconstruites (Whelau et. al., 1991), pour poser des limites de validité sur la valeur absolue des paramètres reconstruits (Rice, 1991). Une première étude sur l'évolution (migration) des taches en fonction du temps a pu être réalisée en 1992 (Hatzes et Vogt, 1992). Et les études qui s'intéressent maintenant à l'aide de la même technique aux raies chromosphériques voient de plus en plus le jour (Strassmeier et al., 1993). La classe des étoiles sur laquelle est appliquée cette technique s'élargit aussi davantage en incluant désormais les binaires serrées de type spectral tardif (Maceroni et al., 1994). La détection de plusieurs étoiles avec des taches polaires ont conduit à s'interroger sur plusieurs problèmes ; Piskunov et Whelau, 1994 ont calculé des profils à l'aide de la raie du calcium neutre 8448 Å émergeant d'une photosphère en présence soit d'une seule tache sur le pôle visible soit de deux taches, la seconde étant située sur le pôle caché. La déformation introduite par la seconde tache dans la raie est si faible qu'elle ne pourrait pas être détectée dans le cadre des rapports du signal sur bruit disponible généralement. Une nouvelle méthode est apparue qui se base sur la déconvolution à l'aide d'un algorithme de type CLEAN utilisé en

radio-astronomie pour nettoyer les cartes de leur bruit (Kürster et al., 1994); cette méthode requiert d'imposer une constante pour le produit des rapports des intensités et des largeurs équivalentes dans la tache et dans la photosphère propre; ils font l'hypothèse d'un profil gaussien identique pour la tache et la photosphère, de même largeur équivalente. Comme on l'a précédemment dit, cette approximation n'est pas légitime et il est difficile d'apprécier les reconstructions issues de données réelles. La comparaison de cette méthode avec un code de minimisation d'entropie (MEMSYS) donne des résultats très différents. Les données utilisées sont des raies spectrales (raie du calcium neutre 8446 Å) émises par l'étoile AB Doradus à différentes phases rotationnelles; la nouvelle technique donne des structures en patchwork disséminées à la surface de l'étoile, en contrepartie le maximum d'entropie donne des structures à la fois sombres et brillantes de larges amplitudes. Cette forme de solutions obtenue à l'aide de leur algorithme est intéressant parce qu'il est vrai que cela ressemble plus à des structures disséminées à la surface de l'étoile, et que c'est la première méthode qui donne plutôt des structures patchwork. Cependant malgré le fort rapport du signal sur bruit dont ils disposent ($S/B \simeq 400$), la surface projetée des éléments qu'ils retrouvent isolés les uns des autres est très petite et je ne comprends pas comment le programme peut isoler en S/B et en vitesse une structure de cette taille.

Tous ces travaux montrent que les problèmes d'imagerie indirecte constituent un domaine actif de recherche encore tout jeune en astronomie ($\simeq 20$ ans) et qu'il reste encore beaucoup de travail à effectuer avant de pouvoir utiliser complètement en routine ces méthodes d'inversion.

1.3 Introduction aux étoiles T Tauri

Pour une revue complète des étoiles T Tauri voir Bertout 1989; et Appenzeller et Mundt 1989, Bertout 1993.

Eleven irregular variables stars have been observed whose physical characteristics seem much alike and yet sufficiently different from other known classes of variables to warrant the recognition of a new type of variable stars whose prototype is T Tauri.

Alfred H. Joy (1945).

C'est ainsi que A.H. Joy définit une nouvelle classe d'étoiles, et qu'il annonce, sans le savoir, l'ouverture de tout un nouveau champ de recherches sur les jeunes étoiles, très actif maintenant depuis un demi-siècle. La reconnaissance de la nature particulière de ces objets puise pourtant ses racines dès le milieu du XIXe siècle,

lorsque T Tauri située dans le nuage moléculaire du Taureau (150 pc) fut découverte en 1852 par J.R. Hindt, un ingénieur passionné d'astronomie (Bertout, 1983). Il était donc naturel de dénommer cette nouvelle classe d'étoiles par la plus brillante d'entre elles et régulièrement observée depuis près d'un siècle.

Ce même article définit les critères d'appartenance à cette classe d'étoiles par les caractéristiques suivantes :

1. Variations rapides et irrégulières de la courbe de lumière
2. Type spectral de F5-G5 dont le spectre comprend des raies d'émission similaires à celles de la chromosphère solaire
3. Faible luminosité
4. Association avec des nébulosités sombres ou brillantes

1.3.1 Définitions des étoiles T tauri

Les critères cités plus haut se sont modifiés et raffinés en fonction des observations exhaustives de ces objets (Herbig 1962, Bastian et al. 1983). La définition de Bastian et al. décrit les étoiles T Tauri comme *des objets stellaires associés avec une nébulosité sombre; leur spectre comporte les raies Balmer de l'hydrogène et du calcium ionisé H et K en émission, la largeur équivalente de H_α étant supérieure à 5\AA* . Ce dernier point discrimine les étoiles T Tauri Classiques (CTTS) des étoiles à faibles raies d'émission (WTTS) qui souscrivent cependant aux autres critères. C'est en effet dans les années 80 que cette sous-classe a été identifiée grâce aux observations X (voir section 1.3.5); la différence entre les deux sous-classes provient de l'existence (CTTS) ou non (WTTS) d'excès des continus infrarouge et UV et de raies de type chromosphériques très élargies.

C'est en 1947, qu'Ambartsumian propose une interprétation physique de ces objets en les considérant comme des jeunes étoiles de petite masse ($M \leq 3M_\odot$) dans les dernières étapes de leur formation, en notant que ces étoiles, souvent regroupées en associations, pourraient être la contrepartie des associations OB (regroupant des étoiles massives de courte durée de vie) également observées dans les nuages moléculaires.

La jeunesse des étoiles T Tauri peut se déduire d'au moins 3 critères différents :

1. Position dans le diagramme Hertzsprung Russel (HR)

2. association cinématique avec le nuage vue en superposition dont elles sont supposément issues
3. raies d'absorption du lithium neutre indiquent une abondance de lithium interstellaire

Les trajets d'Hayashi standard dans le diagramme HR correspondent à l'évolution au cours du temps de la température effective et de la luminosité des étoiles qui puisent leur énergie de la contraction quasi-statique et homologue pour les étoiles de faible masse. Ce calcul ne prend pas en compte les interactions possibles avec le milieu environnant qui devraient changer au moins les conditions aux limites (si ce n'est la structure des premières couches de l'étoile), par l'apport éventuel de masse, moment cinétique et d'énergie. La localisation des objets jeunes dans le diagramme HR, lorsqu'elle est possible, les placent cependant bien au-dessus de la séquence principale indiquant un âge antérieur à celui des étoiles de la séquence principale⁵, qui puisent l'essentiel de leur énergie de la fusion de l'hydrogène. La détermination précise de leur âge est cependant incertaine, et il semblerait que la prise en compte de l'influence de l'environnement proche (accrétion de matière) pourrait sous-estimer l'âge des étoiles d'un facteur 2 au moins (Siess et al. 1995).

Les étoiles T Tauri sont donc de jeunes étoiles de quelques millions d'années (Soleil $\sim 4,5$ milliards d'années) de type spectral tardif G à M (voir Cohen et Kuhn 1979 pour la correspondance type spectral et température effective des TTS), de faibles masses ($M_* \leq 2M_\odot$), et qui possèdent des propriétés singulières qui vont être explicitées dans la sous-section suivante.

1.3.2 Distribution Spectrale d'énergie

La distribution spectrale d'énergie de ces objets a été classifiée originellement par Lada et Wilking (1984) (voir aussi Lada 1986 et 1991, Lada et Strom 1993) qui ont introduit trois grandes classes en fonction de leur indice spectral aux grandes longueurs d'onde (infrarouge). La classe I regroupe les étoiles, généralement invisibles optiquement, pour lesquelles la pente est positive ou nulle (Large excès par rapport au rayonnement d'un corps noir), la classe II contient les sources optiquement visibles pour lesquelles l'indice est négatif mais dont la distribution est en excès

5. On peut noter quand même que ce seul critère est insuffisant à lui seul pour décider s'il s'agit de jeunes étoiles, car les étoiles évoluées peuvent elles-aussi résider dans la même partie du diagramme HR que les étoiles T Tauri

par rapport au corps noir. La classe III correspond aux étoiles dont la distribution d'énergie est semblable à celle d'un corps noir, éventuellement rougi par la poussière du nuage environnant. Il a été proposé que cette classification corresponde à une séquence évolutive (Adams et al. 1987). Les sources enfouies situées plus près du cœur des nuages étant des proto-étoiles, la seconde classe serait alors des étoiles plus évoluées entourées d'un disque de matière aplati qui donnerait lieu à l'excès IR observé (CTTS) corrélé à l'excès UV. Quant à la classe III (WTTS), le disque circumstellaire aurait disparu soit en formant des planétésimaux soit que la matière circumstellaire se soit accrétée sur l'étoile ou bien ait été éjectée. Toutes ces sources sont regroupées désormais sous le nom plus large de jeunes objets stellaires (YSO Young Stellar Object).

La classe II a fait l'objet de nombreuses modélisations et l'hypothèse d'un disque d'accrétion en rotation képlérienne développée en 1973 par Shakura et Sunyaev et puis en 1974 par Lynden-Bell et Pringle, a été confronté avec succès aux observations (Bertout 1987; Kenyon et Hartman 1987; Bertout et al. 1988; Basri et Bertout 1989; Bouvier et Bertout 1992) en ce qui concerne les grandes lignes des propriétés du rayonnement observé de l'IR à l'UV, pour cette dernière en invoquant l'existence d'une couche limite entre le disque et l'étoile où se relacherait la moitié de l'énergie d'accrétion. Par ailleurs l'hypothèse d'un milieu optiquement épais aplati est requise pour concilier le fort excès IR et la faible valeur de l'absorption visuelle (Myers et al. 1987). D'autre part, l'existence de raies interdites probablement formées dans un vent peu dense loin de l'étoile (Voir section suivante), ont une forme asymétrique, le pic d'émission étant décalé vers le bleu; ce qui peut s'interpréter comme la présence d'une disque optiquement épais qui dissimulerait la partie du vent qui s'éloignerait de l'observateur (signatures décalées vers le rouge). Finalement, les cartes de polarisation linéaire mesurée dans l'optique sont interprétables en terme de diffusion multiple du rayonnement issu de l'étoile sur les grains de poussières d'un disque (Bastien et Ménard 1988, 1990, et Bastien 1989 pour une revue). Et puis finalement, un argument, qui est encore plus indirect mais qui a le mérite d'être sans appel, est la présence autour du Soleil (une ex-T Tauri) de notre système planétaire contenu dans le plan de l'écliptique et qui a donc dû se former dans une nébuleuse proto-planétaire forcément aplatie, en forme de disque. Une revue comportant des renvois aux travaux en cours sur les disques d'accrétion et leurs connections à l'étoile pourra être trouvée dans Bertout 1993, Beckwith et Sargent 1993.

Récemment cette classification en trois grandes catégories et son interprétation ont été revues par l'apport des données millimétrique et sub-millimétrique qui com-

plète le spectre d'énergie de ces étoiles (André, 1994; André et Montmerle 1994). L'émission millimétrique qui proviendrait du rayonnement de la poussière donne des estimations sur la masse de poussières chauffées, le rayonnement étant optiquement mince à ces longueurs d'onde. L'observation de sources (prototype VLA 1623) émettant dans le millimétrique (corps noir de 10-30K) mais sans contrepartie infrarouge ni optique, constitueraient une nouvelle classe de proto-étoiles les plus jeunes jamais observées (classe 0) en cours de formation où la phase d'accrétion est la plus intense. Ces sources n'auraient pas encore de disques comme l'indique l'étroitesse du spectre émis, indiquant essentiellement une seule température de la poussière. Selon les mêmes auteurs, les sources enfouies de la classe I seraient comparables à celles de la classe II, en ce sens que l'objet central et le disque seraient similaires et la différence résiderait dans l'existence d'une enveloppe supplémentaire (soit en accrétion (Hartman et al. 1993), soit chauffée par le rayonnement du disque et de l'étoile (Calvet et al. 1994)) entourant plus ou moins partiellement le système. La classe III regrouperait des étoiles sans disque ou bien des étoiles possédant un disque optiquement mince (voir figure 1.1 représentant la nouvelle séquence proposée par André 1994).

1.3.3 Flots moléculaires, Jets et Vents et Accrétion

Flots moléculaires

Les jeunes étoiles sont aussi à l'origine de flots moléculaires bipolaires spectaculaires observés en principalement en CO⁶ dont on pourra trouver une description détaillée de leurs propriétés dans les revues suivantes (Lada 1985; Fukui 1989; Bally et Lane 1991; Cabrit 1992; Fukui et al. 1993). Je citerai donc leurs principales propriétés. La plupart des flots sont associés à des sources infrarouges; ils s'étendent sur 0,1 à 2pc, possèdent une vitesse de 3 à 25 km/s et un âge dynamique de l'ordre de 0.6 à 40 10⁴ ans, de masse moléculaire de 1-100 M_☉, d'une luminosité mécanique de 10⁻³ à 0.3 L_☉.

Le taux de détection de flots associés aux sources enfouies dans les cœurs moléculaires denses est supérieur comparé à celui des flots associés aux T Tauri (toutes optiquement visibles par définition), ce qui pourrait signifier que les flots moléculaires sont produits dans les premières phases de formation des condensations centrales, dans la phase d'accrétion principale.

6. mais aussi dans d'autres molécules HCN, HCO⁺, SiO (chocs)

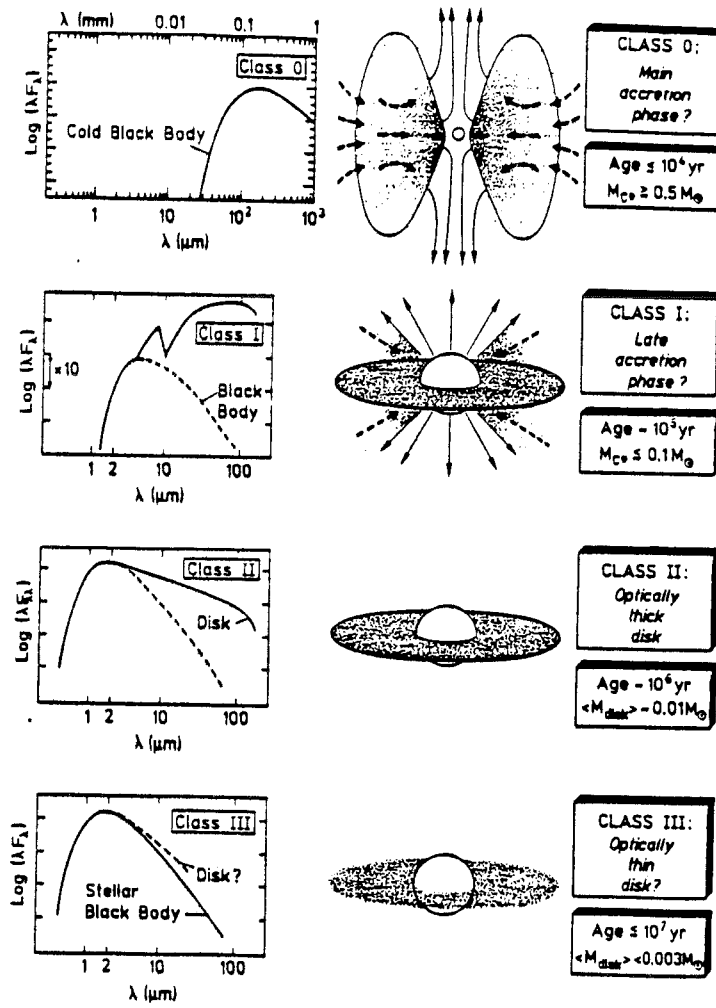


FIG. 1.1 - Séquence évolutive révisée des objets en fonction de leur distribution spectrale d'énergie (extrait de André 1993).

La plupart des flots observés sont collimatés, l'exemple le plus frappant est le flot associé à la source VLA 1623, probablement une proto-étoile la plus jeune jamais observée (André et al. 1990), dont l'axe est remarquablement rectiligne. Ce n'est pas le cas pour HH4647 dont la section au plus près de la source a une direction très différente par rapport aux autres positions dans le jet (Reipurth et Heathcote, 1991). Aux flots moléculaires sont aussi associés des régions localisées de gaz plus chaud comme les objets d'Herbig-Haro (voir revue Reipurth 1991), de vents ionisés (voir revue Panagia 1991), de vents neutres (Natta et Giovanardi 1991) et le site d'émission maser H_2O .

L'origine physique de ces flots n'est pas encore très claire, il a été suggéré qu'elle pourrait être la conséquence de l'entraînement de la matière des cœurs moléculaires

soit par des vents ionisés de grandes vitesses ou bien par des vents neutres de basse vitesse (Cabrit et Bertout, 1992).

Depuis les premières études menées par Herbig (1962), il est connu que les raies Balmer de l'hydrogène, du calcium ionisé (CaII H et K), et du doublet du Sodium (NaI D) présentent des profils P-Cygni, signatures de perte de masse. D'autre part, les raies optiques interdites de l'oxygène neutre et de du soufre ionisé sont par ailleurs le signe de vents ionisés localisés loin de l'étoile (1AU); le profil de ces raies sont décalées vers le bleu, signant la présence probable d'un disque de matière cachant la partie du vent s'éloignant de l'observateur. Les corrélations trouvées entre le flux dans les raies interdites et le flux H_α d'une part, et avec l'excès du continu IR d'autre part indique une corrélation entre l'accrétion (excès IR et flux de H_α) et l'éjection (flux des raies interdites) (Cabrit et al. 1990). Des modèles de disques magnétisés pour lesquels l'accrétion et l'éjection sont intrinsèquement liées ont été récemment développés et permettraient de comprendre le lien entre les deux phénomènes (Ferreira et Pelletier 1993a, 1993b et 1995).

Des mouvements complexes de masse apparaissent dans les raies d'émissions métalliques stellaires qui présentent des profils P Cygni à des profils P Cygni inverse (Walker 1972; Appenzeller et Wolf 1977; Bertout et al. 1977 Wolf et al. 1977 Appenzeller et al. 1978; Edwards 1979; Mundt 1979; Krautter et al. 1990). Ces observations indiquent des vitesses élevées de chute sur l'étoile. Récemment des modèles d'accrétion de matière par l'intermédiaire des lignes de champ de la magnétosphère stellaire en utilisant un code de transfert de rayonnement, et en adoptant une géométrie et des profils de densité ad-hoc, ont été développés pour expliquer la morphologie de ces raies (Edwards et al. 1994; Hartmann et al. 1994).

1.3.4 Binarité

Un échantillon de 69 étoiles situées dans les complexes moléculaires Taurus-Auriga et Ophiucus-Scorpius a été étudié en bande K(2.2 microns) à l'aide de techniques d'interférométrie des tavelures (Ghez et al., 1993). Cette technique permet de distinguer des binaires dont le contraste est inférieur à 2 magnitudes dans la bande K et dont la séparation est comprise entre 14 et 225 UA; ce qui exclut les binaires spectroscopiques ou les binaires trop séparées. Les résultats de cette étude montrent la grande fréquence des TTS associées en binaires ($59\% \pm 16\%$ en limite inférieure) alors que pour les étoiles de la séquence principale, le pourcentage de bi-

naires n'est que de $17\% \pm 3\%$ ⁷ (toutes séparations et types spectraux confondues). Du fait du fort pourcentage de binaires pour un échantillon de systèmes restreint du fait des limitations sur le contraste de magnitudes et de séparation accessibles par cette technique, cette étude confirme un fait suspecté avant, c'est que la majorité (sinon toutes) des étoiles T Tauri sont assemblées en binaires ou systèmes multiples. L'évolution de ce pourcentage avec l'âge des étoiles n'est pas encore expliqué mais la densité de systèmes stellaires qui existent dans les régions de formation d'étoiles augmente la probabilité de collisions entre eux ce qui pourrait amener la rupture des systèmes gravitationnellement liés. Un autre résultat de cette étude suggérerait l'existence d'une séparation seuil entre les WTTS et CTTS, résultat marginal qui n'a pas été confirmé. La binarité pourrait avoir des conséquences sur l'évolution du l'environnement circumstellaire; si toutes les WTTS ont connus une phase CTTS⁸, alors l'existence de compagnons proches pourrait être la cause d'un raccourcissement de la durée de vie de la phase d'accrétion de matière circumstellaire (disruption du disque par l'étoile compagnon?). Par contre pour des binaires largement séparées, il semble que cela n'affecte pas la durée d'accrétion de la primaire (Moneti et Zinnecker, 1991).

1.3.5 Magnétisme/Activité des étoiles T Tauri

Pour une revue complète des propriétés du rayonnement X voir Feigelson et al. 1991, Montmerle et al., 1993.

Variations photométriques irrégulières et périodiques

Les étoiles T Tauri sont connues depuis le début de leur étude pour être irrégulièrement variables dans le continu à toutes les longueurs d'onde (proche UV et proche IR) et échelles de temps (minutes à dizaines d'années), et cette variabilité constituait même le premier critère d'appartenance à cette classe d'étoiles (Joy, 1945). Les causes de la variabilité irrégulière à des courtes échelles de temps pourraient être dues en partie à des éruptions (flares) de type solaire (boucles) mais dont les intensités sont 10^3 supérieure à celles du Soleil; la distribution en fonction du temps de l'intensité de ces éruptions indique que pareillement au Soleil les petites éruptions

7. En se restreignant aux étoiles de la séquence principale du type spectral G, le pourcentage de binaires atteint quand même 60%

8. Il existe une candidate PMS potentielle DoAr 21 dont le passage de CTTS (années 40) à WTTS (les années 80) aurait été observé (Feigelson et al., 1991)

sont plus fréquentes que les plus fortes (Worden et al., 1981). Si pour les CTTS, des processus non-stationnaires d'accrétion pourraient aussi sans doute provoquer ce type de variabilité⁹, en ce qui concerne les WTTS cette hypothèse de variabilité issue de processus d'accrétion est pour le moment exclue, et l'hypothèse la plus vraisemblable est une variabilité d'origine magnétique. Il existe au moins une étoile WTTS (V410 tau) qui confirme pleinement cette hypothèse, car elle présente au minimum de lumière (au moment où la plus grande fraction de la tache est visible) une recrudescence de phénomènes de type éruptifs (Vrba et al. 1988). L'interprétation est, de même que sur le Soleil, il existe une association entre les structures magnétiques photosphériques et celles qui sont situées plus haut dans l'atmosphère. Les variabilités à courtes échelles de temps seraient donc provoquées par l'existence de forts champs magnétiques stellaires.

Cependant des variations plus régulières (quasi-périodiques) furent aussi relevées pour certaines d'entre elles dès 1956 (Wenzel, 1956) et furent interprétées en 1965 par la modulation périodique de la courbe de lumière tel que pourrait produire le passage d'une tache photosphérique sur la ligne de visée au cours de la rotation (Hoffmeister, 1965). Dès les années 80, une étude systématique a permis de constituer des bases de données sur les périodicités relevées dans les courbes de lumière des TTS et d'élaborer les premiers modèles de taches (Rygren et Vrba 1983; Rydgren et al. 1984; Vrba et al. 1986, Bouvier et al. 1986_{a,b}, 1988; Bouvier et Bertout 1989; Berdnikov et al., 1991; Bouvier et al. 1993_{a,b}). De ces études résulte que l'hypothèse de taches paraît la plus à même d'expliquer ces modulations périodiques; la variation relative dans les bandes rouges et bleues au maximum et minimum de lumière pose des contraintes sur la température des taches. Ces modèles simples pour lesquels une seule tache est supposée être responsable de la variation observée, montrent que le facteur de couverture des taches est de 10 à 40% du disque stellaire et la température de plusieurs centaines à un millier de Kelvins inférieures à celle de la photosphère propre. Ces taches sont très similaires à celles qui sont trouvées à la surface des systèmes RSCVn et des étoiles BY Draconis. Il est à noter que pour certaines CTTS, il est nécessaire d'invoquer des taches chaudes pour reproduire les variations photométriques (dans le proche UV), alors que pour les WTTS seules des taches froides sont trouvées. Ces taches chaudes ont un facteur de couverture beau-

9. Quoique l'étude récente de la CTTS RY Lupi suggère fortement que la variabilité observée en optique et infrarouge pourrait être imputable à une forte activité photosphérique et chromosphérique (Giovanelli, 1991); cependant cette étoile n'est pas représentative de la majorité des CTTS

coup plus faible ($f \leq 1\%$) par rapport aux taches froides et de température plusieurs milliers de degrés plus forte que la photosphère normale, avec des temps de vie de l'ordre de plusieurs semaines. Ces régions chaudes pourraient être dues à la chute sur l'étoile de la matière issue du disque d'accrétion et canalisée par les lignes de champ de la magnétosphère stellaire (Bertout et al., 1988). D'autre part, il peut exister simultanément des taches chaudes et froides comme c'est le cas apparemment pour DN Tau (Vrba et al., 1986).

On observe aussi une variation de type spectral en fonction aussi de la bande spectrale utilisée. Pour V410 Tau, le type spectral demeure quand même dans la même classe K, elle est classée comme K7 (Cohen and Kuhi 1979), ou K4 (Bouvier et al. 1986 et plus récemment comme K2 (Basri and Batalha 1990). Pour le système GW Ori (binaire spectroscopique $T_{orb}=242$ jours, la variation est encore plus spectaculaire son type spectral varie entre F2 à G5 (Ismailov, 1993). La présence de structures chaudes pourrait peut-être expliquer ces classifications variables.

Raies d'émission et continu UV de type chromosphérique

Les raies d'émission et le continu à courtes longueurs d'onde sont typiques de la présence de matière chauffée à des températures plus élevées que la photosphère. Au début de l'étude des TTS, alors que l'hypothèse d'un disque d'accrétion n'avait pas encore été proposée et que la plupart des membres de la classe étaient des CTTS, des modèles de chromosphère profonde, donc située à des épaisseurs optiques plus grandes que celle du Soleil ($\tau \sim 5 \cdot 10^{-3}$), ont été développés pour expliquer à la fois l'excès du continu UV et la présence de raies d'émission fortes (Herbig, 1970; Cram 1979, Calvet et al. 1984). Ces modèles ont connu une baisse d'intérêt significative avec la découverte de l'excès IR et les modèles de disques d'accrétion développés alors. Dès lors, la plupart des scientifiques ont attribué les excès UV et raies d'émission à la zone d'interaction qui devrait exister entre le disque et l'étoile. Cependant, les modèles de chromosphères profondes s'adaptent bien aux WTTS (Finkenzeller et Basri, 1987).

L'estimation de l'activité chromosphérique dans les WTTS (ou bien CTTS¹⁰),

10. Pour la CTTS LkH α 264, Gameiro et al. (1993) montre que le flux des raies d'émission UV, typiques de la région de transition chromosphère-couronne, est de deux ordres de grandeur supérieure à celle du Soleil. Leur analyse au cours du temps (sur 7 nuits consécutives) de l'évolution du spectre optique contenant les raies chromosphériques (H_α , HeI γ 5876 Å) suggère que la région d'émission est compacte, proche de l'étoile et en expansion rapide au cours du temps. La nature de cette région n'est pas claire : est-elle d'origine magnétique ou bien liée à un phénomène d'accrétion ?

activité renforcée par rapport à celle du Soleil, provient des estimations de fortes pertes radiatives calculées à partir du flux des raies d'émission. Par exemple, le flux dans les raies du magnésium ionisé est de l'ordre de 50 fois celui observé dans le Soleil (Giampapa et al. 1981) et pour l'étoile HDE 283572, le calcul des pertes radiatives dans le spectre d'émission UV et optique est plus de mille fois celles du Soleil (Walter et. 1987).

Rayonnement X

L'observation des régions de formation d'étoiles à l'aide des satellites EINSTEIN (Orion (450pc): Ku et al. 1982, Caillault et Zoonematkermani 1989, Strom et al. 1990; Rho Ophiuci(140-170pc): Montmerle et al. 1983; Chamaleon (140-160pc): Feigelson et Kriss 1989; Taurus-Auriga (140-160pc): Gahm 1981, Feigelson et al. 1987, Walter et al. 1988), et plus récemment ROSAT (Chamaleon: Feigelson et al. 1993; Rho Ophiuchi: Casanova et al. 1994; Taurus-Auriga: Strom et Strom 1994, Neuhäuser et al. 1994) sensibles au rayonnement X mous (0.4 à 4 keV pour EINSTEIN et 0.2 à 2.5 keV pour ROSAT), a permis d'une part de découvrir une sous-classe des étoiles T Tauri, les WTTS, et d'autre part de mettre en évidence l'incroyable activité que ces étoiles -autant les CTTS que les WTTS- connaissent. En se basant uniquement sur les excès IR et UV ou la largeur équivalente H_α , les WTTS qui ne possèdent pas ces propriétés avaient été manquées, lors des observations recherchant de nouvelles candidates jeunes étoiles dans les nuages moléculaires¹¹. Il semblerait que cette population soit en fait très abondante comparée au nombre des CTTS, l'estimation du rapport du nombre entre les deux classes pourrait varier de 2 à 3 (voir même 10 pour le Taureau (Montmerle et al. 1993)), en fonction des régions de formation d'étoiles. Les observations X semblent donc constituer un bon critère pour détecter de nouvelles TTS, comme le montre l'étude de Bouvier et Appenzeller (1992), qui ont cherché (et trouvé) les contreparties optiques de sources X dans Rho Ophiucus détectées par EINSTEIN.

Cet ensemble de données permet de définir les caractéristiques du rayonnement X de ces étoiles et de les comparer au Soleil ou aux autres étoiles actives telles les RSCVn. La luminosité X est de l'ordre de $10^{28.5}$ à 10^{31} erg/s, plus de mille fois la luminosité X des éruptions solaires ($L_{M_\odot}(X) = 10^{27} - 10^{28}$ erg/s). Un fait marquant est l'extrême variabilité de type éruptif sur des échelles de temps de l'ordre

11. De ce fait, les catalogues des jeunes étoiles Herbig et Rao (1972) et de Cohen et Kuhl (1979) antérieurs aux observations X ne comportent que les étoiles T Tauri classiques au contraire de celui de Herbig et Bell (1988)

de plusieurs minutes à quelques heures pour les temps de montée et de plusieurs heures pour la redescende, magnifiant d'un facteur 2 à 20 la luminosité X observée (Feigelson et Decampli 1981, Montmerle et al. 1983; Walter et Kuhi 1984); propriétés comparables aux événements se produisant dans les systèmes RSCVn (Agrawal et al 1986).

La forte variabilité du rayonnement X observé, là encore, renforce l'hypothèse d'une activité magnétique de type solaire mais considérablement plus forte (voir figure 1.2).

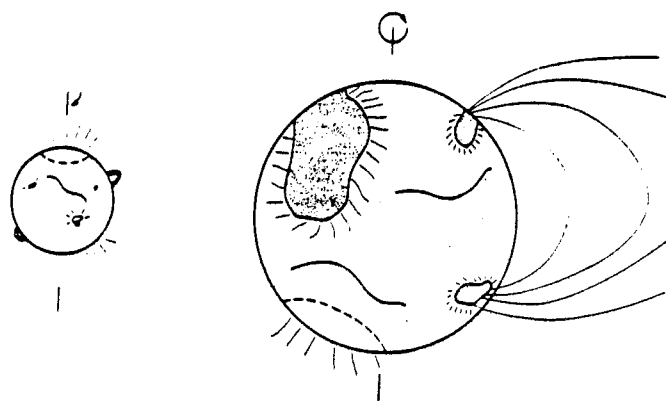


FIG. 1.2 - Schémas comparatifs entre le Soleil (âge : 4,5 milliards d'années) aujourd'hui (à gauche) et une étoile à faibles raies d'émission (âge ≤ 10 millions d'années) comme a dû l'être le Soleil dans son enfance (à droite). Les régions actives, plages, filaments, boucles magnétiques, trous coronaux et le taux de rotation sont indiqués. Les régions ombrées correspondent aux taches froides (Extrait de Feigelson et al. 1993).

Trois mécanismes peuvent produire un rayonnement X : l'émission thermique (Bremsstrahlung) d'un plasma de faible densité et de forte température (rayonnement de type coronal) ou bien le rayonnement non-thermique de charges relativistes accélérées par un champ magnétique, ou bien encore l'effet Compton des électrons

sur les photons du champ de rayonnement (Voir la revue Montmerle et al. 1990). Alors que les deux derniers sont responsables des émissions X observées dans certains noyaux actifs de galaxies, le spectre d'émission X des PMS est compatible avec le premier mécanisme. Des modèles, en ordre de grandeur, appliqués aux événements éruptifs précédemment cités permettent de déterminer la taille et la température des régions responsables de l'émission X. Il s'agirait donc essentiellement d'un rayonnement issu d'un plasma chauffé jusqu'à 10^7 K, confiné dans une boucle magnétique de 1 à 2 rayons stellaires ce qui donne un champ magnétique à la base de la boucle de l'ordre de 1000 Gauss. Ces valeurs dépendent très fortement de la densité électronique (valeur adoptée $n_e \simeq 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) qui est un paramètre libre et elles sont simplement indicatives.

Jusqu'à maintenant, il était trouvé que globalement les rayonnements X des deux classes de T Tauri (WTTS et CTTS) ne sont pas significativement différents. Seuls Neuhäuser et al. (1994) trouvent une différence des propriétés du rayonnement X émis par les WTTS et CTTS (Les WTTS seraient plus lumineuses en X ($\text{Log } L_X(\text{WTTS}) \sim 30.10 \pm 0.03$) et $\text{Log } L_X(\text{CTTS}) \sim 29.51 \pm 0.02$; taux de détection des WTTS 65%, pour les CTTS 15%; les CTTS émettraient davantage dans les X de plus hautes énergies (2keV). Pour Neuhäuser et al., les CTTS émettraient intrinsèquement moins de rayonnement X et l'environnement circumstellaire plus dense autour des CTTS absorberait en partie le rayonnement X de plus basse énergie, ce qui leur attribuerait un spectre plus dur en X. Ces mêmes auteurs confirment la corrélation entre le flux X et la période de rotation trouvé par Bouvier (1990), qui avait associé ce fait à l'efficacité de la dynamo à produire du champ magnétique pour chauffer la couronne lorsque le taux de rotation augmente. Comme les WTTS tournent plus vite en moyenne que les CTTS (Rydgren et al. 1984, Bouvier et al. 1993a), il paraît assez naturel d'obtenir ce type de corrélations. Cette même corrélation fut trouvée pour les étoiles de type spectral tardif alors que pour les étoiles plus chaudes elle disparaît (Pallavicini et al., 1981). Sur les RSCVn et les autres étoiles de type spectral G le flux des X mous émis par la couronne est corrélé d'une part à la vitesse angulaire de rotation et d'autre part à la luminosité bolométrique; le type de corrélation change selon trois grandes catégories de périodes de rotation ce qui suggère des modes de fonctionnement de la dynamo différents (Walter 1981; Walter et Bowyer 1981, Walter 1982).

Rayonnement radio non-thermique

Les observations menées à l'aide du VLA permettent de mettre en évidence les propriétés radio centrimétrique de ces étoiles (Bieging et al. 1984; André et al. 1987; Stine et al. 1988, Bieging et Cohen 1989; O'Neal et al. 1990). Les CTTS ne sont pas des émetteurs radio puissants contrairement à ce que l'on pouvait s'attendre en interprétant l'excès du continu UV et le "veiling"¹² observé dans le spectre photosphérique par la présence d'une enveloppe ionisée étendue optiquement mince. L'hypothèse d'une enveloppe ionisée n'est donc clairement pas la bonne. Cependant la détection de rayonnement radio sur quelques sources et surtout l'observation de sursauts radio sur des échelles de temps courte notamment sur DoAr 21 (Feigelson et Montmerle 1985) et sur V410 Tau (Cohen et Bieging 1986), réclament quelque attention.

Deux origines sont en effet possibles pour expliquer le rayonnement radio centrimétrique; elles sont d'ailleurs probablement simultanément présentes pour certaines. La première origine pourrait être la présence d'un vent ionisé de faible densité électronique et de température chromosphérique (10^4K); la seconde fait appel aux spirales que décrivent des électrons piégés dans les structures magnétiques responsables du rayonnement gyrosynchrotron. Le seul argument qui permet de discriminer entre les deux mécanismes est la variabilité à des petites échelles qui peut plus facilement provenir du rayonnement non-thermique. On peut distinguer une composante du continu radio quiescent possédant une luminosité 10^{16} à 10^{17} erg/s, plus des éventuels sursauts un ordre de grandeur plus lumineux, durant quelques heures à quelques jours (Feigelson et Montmerle 1985; Stine et al. 1988). La modélisation, en admettant l'hypothèse d'un rayonnement non thermique, des régions responsables de cette émission mène à des résultats similaires à ceux obtenus sur les sursauts X des TTS (André 1987): présence de boucles magnétiques de grande envergure (1 à 2 rayons stellaires pour le rayonnement variable et des boucles plus ramassées pour le rayonnement radio quiescent) (cf schéma 1.3). Cette hypothèse est confirmée par les observations récentes réalisées par André et al. (1992), qui établissent sans ambiguïté l'existence d'un rayonnement radio non-thermique pour quelques sources WTTS du nuage Rho Ophiucus; la température de brillance équivalente du rayonnement est

12. Il n'existe pas à ma connaissance de mot français équivalent. Les raies d'absorption de la plupart des CTTS sont moins profondes que celles qui sont issues de photosphère de même température effective; des TTS extrêmes peuvent même posséder un spectre d'absorption quasi-continu. L'hypothèse adoptée pour expliquer le phénomène de "veiling" propose qu'il existe une source supplémentaire de rayonnement continu, ce qui "remplit" les raies.

de $T_b \geq 8 \cdot 10^7 \text{ K}$, bien trop forte pour être attribuée à un vent ionisé.

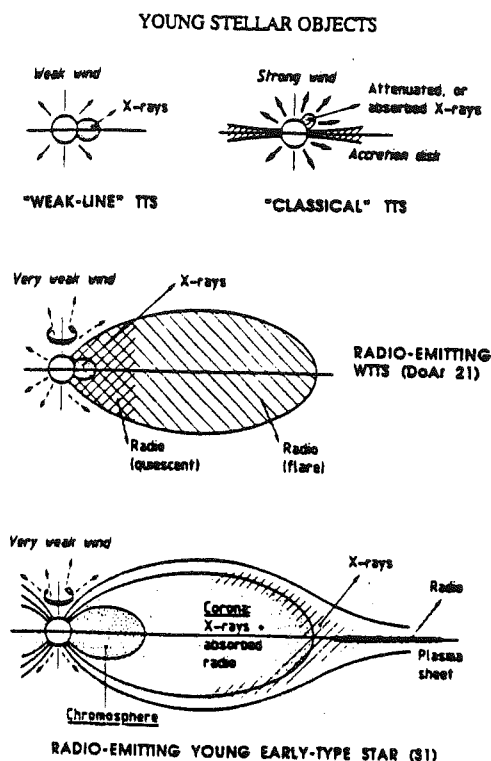


FIG. 1.3 - Schémas à l'échelle des structures magnétiques des étoiles T Tauri déduites des propriétés radio centimétriques et du rayonnement X (extrait de Montmerle et al. 1993)

Mesures directes de champs magnétiques des TTS

Les détections de champs magnétiques directement dans les raies des étoiles T Tauri à l'aide de techniques spectropolarimétriques quand elles ont été effectuées n'ont été confirmées; ce qui signifie qu'elles n'ont été que marginales (Brown et Landstreet 1981; Johnstone et Penston 1986 1987). Cette technique n'a accès qu'à la composante algébrique (longitudinale) du champ, ces non-détections pourraient s'expliquer si la surface était couverte par des structures en patchwork de type dipolaire, ce qui fait que les polarités s'annulent. Récemment, Basri et al. (1992) ont appliqué la seconde technique décrite dans le premier chapitre, à deux WTTS (TAP 35 TAP 10) en comparant les largeurs équivalentes des raies possédant des facteurs de Landé différents. Ils rapportent une détection magnétique pour la première telle que $Bf \leq 1500 \text{ G}$, où B est la valeur du champ magnétique et f la fraction couverte

par les structures magnétiques, et une non-détection pour la seconde, ce qui donne une limite supérieure de $Bf \leq 700$ G.

1.4 Conclusions

1.4.1 Importance de la cartographie des étoiles jeunes

Nous nous intéressons donc dans ce travail uniquement aux étoiles pré-séquence principale, qui à la différence des étoiles évoquées précédemment (RSCVn, Ap, FK Comae) présentent l'inconvénient d'être peu brillantes vues de la Terre. Elles font cependant partie des étoiles les plus magnétiques (voir chapitre 1.3.5) et il est crucial de comprendre le rôle du champ magnétique dans leur évolution pour (peut-être) comprendre l'évolution du champ magnétique dans les étoiles de type solaire. L'observation de larges variations photométriques périodiques était un indice encourageant pour tenter de cartographier la brillance de ces étoiles, par la technique d'imagerie Doppler. Pour réunir le plus de chances de notre côté, nous avons considéré les rotateurs rapides ($v \sin i \simeq 70\text{km/s}$, 80km/s) qui ne sont pourtant pas représentatifs de la majorité de ces étoiles qui tournent entre 10km/s et 50km/s (Bouvier, 1991). L'objet de ce travail était donc de voir si une telle étude était réalisable pour les étoiles T Tauri, à l'aide d'un modèle simple de paramétrisation des taches. Il présente un caractère "à contre courant" de la modélisation actuelle de l'imagerie Doppler en ce sens qu'il limite au minimum le nombre de paramètres libres, alors que pour la plupart des techniques d'inversion utilisées, le nombre de paramètres libres est au-delà de ce qu'il est possible de contraindre à l'aide des données, et il est alors nécessaire d'introduire une contrainte supplémentaire qui sanctionne les paramètres libres introduit artificiellement.

1.4.2 Introduction aux chapitres suivants

Le prochain chapitre est donc consacré à la description de la technique d'imagerie Doppler -principe, contraintes sur le maillage de la surface en fonction de la résolution et couverture de phase- Il explicite également le type de déformations qu'une tache froide engendre dans les raies photosphériques et pose des limites inférieures sur le rapport signal sur bruit nécessaire pour la détecter en fonction de son contraste en température avec la photosphère propre et de sa surface. Dans le troisième chapitre nous décrirons le modèle paramétrique que nous avons développé.

Après la présentation de notre méthode, des tests et améliorations, nous appliquerons ce modèle à deux étoiles T Tauri à faibles raies d'émission. Cela nous permettra de présenter les premières caractéristiques de cette sous-classe des étoiles T Tauri et de tirer les premières conclusions sur les propriétés des taches imagées sur deux d'entre elles.

Et bien sûr à la toute fin nous concluerons en envisageant les perspectives observationnelles et de modélisations que cette étude dégage pour toute cette classe d'étoiles.

Chapitre 2

Imagerie Doppler

A l'exception du Soleil, pour obtenir des informations locales sur la cartographie en brillance (ou distribution d'abondances) de la surface des étoiles, il faut faire appel à des techniques d'imagerie indirecte, puisque la résolution angulaire dont on dispose ne permet pas de résoudre le disque stellaire, les observations des étoiles lointaines (photométrie, raies spectrales) sont donc globalement intégrées sur le disque stellaire.

La présence d'une modulation périodique dans la courbe de lumière d'une étoile isolée, peut signer le passage sur la ligne de visée de structures photosphériques, dont la température effective diffère significativement de celle de la photosphère normale. Cette modulation permet en outre de déterminer la période de rotation de l'étoile, soit aussi sa vitesse de rotation en connaissant le rayon stellaire. La mesure de l'élargissement des raies, en contraignant la vitesse maximale projetée du disque stellaire, permet alors d'obtenir l'angle d'inclinaison de l'axe de rotation de l'étoile sur l'axe de visée. De plus, l'analyse différentielle au cours de la rotation des flux dans les différentes bandes photométriques permet d'en déduire s'il s'agit de structures plus chaudes ou plus froides que la photosphère normale avoisinante et d'en estimer quantitativement leur température de surface ainsi que leur surface relative (facteur de couverture) moyennant une hypothèse *a priori* sur le nombre de taches (voir section 1.3.5).

Pour des étoiles en rotation rapide, une analyse spectrale permet de raffiner les informations de la cartographie stellaire obtenue à l'aide de l'analyse photométrique. Du fait de la rotation stellaire, les atomes de la surface sont animés par rapport à l'observateur d'une vitesse qui produit un décalage en longueur d'onde (observé dans le repère de l'observateur : effet Doppler), des photons qu'ils absorbent et émettent. La loi de vitesse de la surface stellaire étant continue, il en résulte un **élargissement**

global des raies spectrales intégrées sur le disque stellaire. Cependant, l'utilisation de spectrographes permet de décomposer le flux dans la raie en autant de contributions élémentaires qu'il existe de canaux de vitesse résolus. Ce nombre de canaux sera bien sûr d'autant plus important que la vitesse de rotation maximale projetée est grande et que les performances de l'instrument sont meilleures (résolution instrumentale).

Par comparaison avec les données photométriques, les raies photosphériques présentent donc l'avantage de donner une information locale sur le flux émis par des régions du disque stellaire d'égale vitesse projetée. Une analyse différentielle du flux émis par deux régions adjacentes, du point de vue de leurs vitesses projetées, permet de déceler des variations abruptes de leur flux respectif, comme c'est le cas lorsque la température effective des deux régions diffère. Le suivi des déformations des raies à une phase rotationnelle ultérieure permet alors de raffiner la localisation sur la surface de la région perturbatrice. L'analyse spectrale, par rapport à une analyse photométrique, contraint donc davantage la cartographie de la surface stellaire. Il est ainsi théoriquement possible de retrouver la distribution de taches photosphériques, sur des étoiles autres que le Soleil, à partir de cette technique.

Cependant, outre la difficulté de traiter correctement le problème géométrique de "déprojection"¹, la qualité des données et les qualifications instrumentales limitent très sévèrement les capacités d'imagerie de la surface des étoiles (voir chapitre suivant). Ce sont d'ailleurs ces contraintes qui rendent le problème non directement inversible.

Mais nous allons dans un premier temps décrire plus précisément les éléments de géométrie qui permettent de cerner plus en détail le principe de l'analyse spectroscopique Doppler.

2.1 Principe de l'Imagerie Doppler

2.1.1 Relation raie spectrale - disque stellaire

On définit O comme le centre de l'étoile, Ox l'axe pointant vers l'observateur, $(Ox'y'z')$ les axes dans le repère de l'étoile et on adopte comme convention que l'axe de rotation (Ox') est incliné dans le plan (Oxz) d'un angle i par rapport à la ligne de visée. Dans le repère de l'étoile (resp. de l'observateur) les coordonnées

1. i.e. détermination des cellules élémentaires de la grille de la surface stellaire fixée par l'ensemble des données

sphériques d'un point M à la surface sont θ (resp. β) pour la colatitude et ϕ (resp. γ) pour la longitude (voir fig. (2.1)). On note $M(X,Y,Z)$ les coordonnées cartésiennes de M dans le repère lié à l'observateur et $M(x,y,z)$ les coordonnées cartésiennes du même point normalisées au rayon stellaire, et de même dans le repère de l'étoile (ie $M(X',Y',Z')$ et $M(x'y'z')$). La vitesse projetée sur la ligne de visée v_{proj} d'un point M de la surface de l'étoile correspond à la projection sur l'axe Ox de la vitesse de rotation du point, soit :

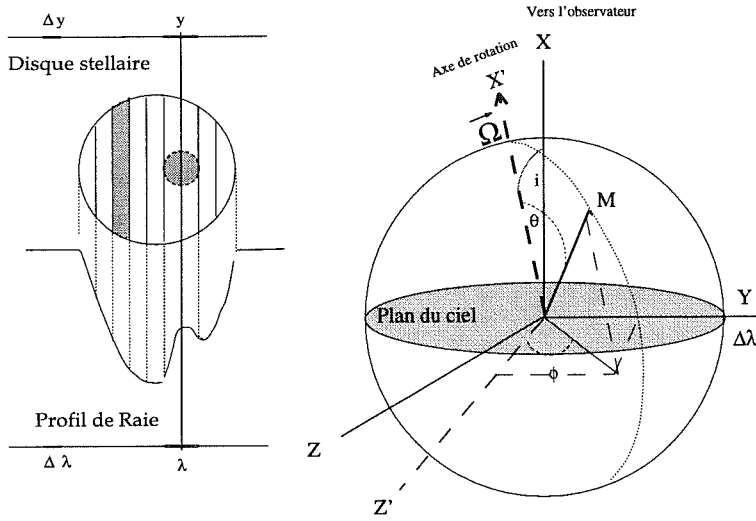


FIG. 2.1 - *A droite : systèmes de coordonnées utilisées. A gauche : correspondance spatiale d'une tache sur l'étoile projetée sur le plan du ciel et la déformation engendrée dans le profil d'une raie.*

$$v_{proj} = \vec{u}_x \cdot (\vec{\Omega} \wedge \vec{OM}) \quad (2.1)$$

Soit en développant pour un vecteur $\vec{\Omega}(x',y',z')$ quelconque,

$$v_{proj} = Y [\sin i \Omega_{x'} - \cos i \Omega_{z'}] - X \Omega_{y'} \quad (2.2)$$

où $\Omega_{x'}, \Omega_{y'}, \Omega_{z'}$ sont les coordonnées dans le repère de l'étoile du vecteur angulaire de rotation local. Pour un axe de rotation fixe, le vecteur angulaire de rotation est strictement parallèle à (Ox') et on a :

$$v_{proj} = y \sin i R_* \Omega_{x'} \quad (2.3)$$

Les courbes d'isovitesse projetées correspondent à l'ensemble des points qui vérifient $y \Omega_{x'} = cste$. S'il existe une loi de rotation différentielle qui entraîne une dépendance

de la vitesse avec la latitude du point, par exemple :

$$\Omega_{x'} = \Omega_{rot} [1 - \epsilon \sin \theta], \quad (2.4)$$

alors la vitesse projetée est

$$v_{proj} = v_{rot} \sin i y (1 - \epsilon \sin \theta) \quad (2.5)$$

où $v_{rot} = \Omega_{rot} R_*$ est la vitesse de rotation stellaire maximale équatoriale, et y (ie $Y/R_* = y = \sin \theta \sin \phi$) est la composante normalisée au rayon stellaire du point M selon l'axe Oy et $\sin \theta$ est la projection normalisée de la coordonnée radiale de \vec{OM} dans le plan $(Oz'y)$ perpendiculaire à l'axe de rotation (avec $\sin \theta = \sqrt{(\cos iz - \sin ix)^2 + y^2} = \sqrt{z'^2 + y'^2}$). Les points sur la surface stellaire de même vitesse v_{proj} vérifient donc

$$y(1 - \epsilon \sqrt{(\cos iz - \sin ix)^2 + y^2}) = \frac{v_{proj}}{v_{rot} \sin i} \quad (2.6)$$

Nous adoptons dorénavant l'hypothèse de rotation rigide pour l'étoile ($\epsilon = 0$), la norme du vecteur angulaire de rotation $||\vec{\Omega}||$ est constante (ie $\Omega_{x'} = \Omega_{rot} = cste$) et donc indépendante des coordonnées de la position du point sur la surface. On obtient alors la simple relation suivante pour la vitesse projetée

$$v_{proj} = \Delta v = v_{rot} \sin i y = v_{rot} \sin i \sin \theta \sin \phi = v_{rot} \sin i \sin \beta \sin \gamma \quad (2.7)$$

Ainsi la vitesse projetée d'un point, dans le cas d'une rotation rigide, ne dépend que de sa seule coordonnée y ; cette dernière fixe donc également le décalage doppler $\Delta\lambda$, que subit un photon de longueur d'onde intrinsèque λ_0 émis en un point M(x,y,z) suivant la relation Doppler (ie $\Delta v/c = \Delta\lambda/\lambda_0$) :

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \lambda_0 \frac{v_{rot} \sin i}{c} y \quad (2.8)$$

Dans le repère de l'observateur, tous les photons de longueur d'onde λ_0 émis par des points d'égal y subiront, quelque soient leurs positions sur la surface stellaire, le même décalage Doppler; tous ces points sont pour une seule observation indiscernables.

L'hypothèse de rotation rigide nous permet donc d'établir une correspondance univoque entre les vitesses et l'axe Oy ; autrement dit la décomposition des raies en canaux de vitesse correspond aussi à une découpe du disque stellaire dans le plan (Oxy) selon des droites à y constant. Les surfaces de constante isovitesse projetée,

pour une phase rotationnelle donnée, correspondent donc aux régions de la surface stellaire délimitées successivement par deux plans perpendiculaires à l'axe Oy (distants de Δy). Dans le plan Oxz du repère de l'observateur (également dans le plan $Ox'z'$ du repère de l'étoile), ces surfaces sont ainsi différenciées les unes des autres par des cercles concentriques de rayon $\sqrt{1 - j^2} \Delta y_I$, où $-n \leq j \leq n$.

2.1.2 Résolution axiale versus résolution instrumentale

La résolution instrumentale \mathcal{R} mesure la capacité du spectrographe utilisé à disperser la lumière. Elle détermine ainsi l'échantillonnage en longueur d'onde $\Delta\lambda$ du rayonnement analysé à l'aide de l'instrument :

$$\mathcal{R} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (2.9)$$

Soit encore l'échantillonnage en vitesse :

$$\Delta v = \frac{c}{\mathcal{R}} \quad (2.10)$$

La résolution instrumentale fixe ainsi la résolution axiale le long de (Oy) dans le plan du disque stellaire, en reportant l'équation 2.7 dans la relation ci-dessus, on obtient:

$$\Delta y_I = \frac{c}{\mathcal{R} v_{rot} \sin i} = 0.2 \frac{30000}{\mathcal{R}} \frac{50 km/s}{v_{rot} \sin i} \quad (2.11)$$

Le nombre de cellules élémentaires le long du demi-axe Oy positif est donc :

$$n = E \left(\frac{v_{rot} \sin i}{c} \mathcal{R} \right) \quad (2.12)$$

où $E(x)$ est la partie entière de x . Avec la normalisation utilisée ci-dessus, on obtient 10 éléments résolus pour le diamètre de l'étoile, le long de l'axe doppler.

2.1.3 Résolution effective

Dans ce que nous venons de décrire, nous avons implicitement supposé que la résolution instrumentale était la seule limitation pour définir la résolution spatiale associée (voir eq. 2.11). Or, si la largeur à mi-hauteur des raies locales (ie $\Delta\lambda_r$ excède l'élément de résolution en longueur d'onde (ie $\Delta\lambda_I = \mathcal{R}\lambda_0$), la précédente correspondance entre l'échantillonnage de l'axe (Oy) et l'échantillonnage en longueur d'onde du à l'instrument devient obsolète. En effet, si $\Delta\lambda_r > \Delta\lambda_I$, le recouvrement du flux local émis dans des régions adjacentes (du point de vue de leurs vitesses

projetées) ne permet plus discerner leurs contributions élémentaires dans la raie globale. Dans ce cas, il est nécessaire de définir une résolution effective comme :

$$\mathcal{R}_* = \frac{\Delta\lambda_r}{\lambda_0} \quad (2.13)$$

ce qui permet de rétablir la correspondance longueur d'onde axe spatial Oy par :

$$\Delta y_* = \frac{c}{\mathcal{R}_* v_{rot} \sin i} \quad (2.14)$$

Cette résolution effective dépend à la fois de la longueur d'onde considérée et de la largeur équivalente des raies. Plus les raies seront optiquement épaisses, voire saturées, et plus la résolution spectrale risque d'être dégradée. En pratique utiliser des raies photosphériques optiquement épaisses est donc *a priori* déconseillé pour imager la surface stellaire, puisqu'elles dégradent la résolution instrumentale. En première approximation, la largeur du profil des raies saturées est de l'ordre de la largeur équivalente². Cela procure une estimation des largeurs équivalentes à utiliser pour ne pas réduire la résolution instrumentale :

$$w \leq \frac{\lambda_0}{\mathcal{R}} = 0,2 \frac{\lambda_0}{6000 \text{ \AA}} \frac{30000}{\mathcal{R}} \quad (2.15)$$

Donc, plus la longueur d'onde est courte et la résolution instrumentale meilleure et plus la largeur équivalente des raies utilisées pour la reconstruction doit être faible. Cependant, pour des rotateurs rapides il n'est pas possible de choisir des raies de trop faible largeur équivalente ; comme la largeur équivalente est conservée lors de l'élargissement par rotation, pour une plus grande vitesse de rotation la raie "s'étale" sur un plus large domaine de longueur d'onde, ce qui assure un plus grand nombre d'éléments résolus, mais en contrepartie la profondeur de raie diminue ; cela revient à travailler avec un signal à bruit effectif plus faible ; on diminue donc les chances d'accéder aux déformations dans le profil de raie. Pour les rotateurs rapides, il faut donc trouver un compromis pour le choix des raies (et leurs largeurs équivalentes associées) qui garantisse la détection des déformations dues aux taches dans le profil (voir la section 2.4) et évite de dégrader la résolution instrumentale.

D'autre part, la résolution spatiale finale dépend aussi de l'isolement dans le spectre de la raie utilisée pour la reconstruction d'image. Pour un **mélange de raies** (blend) proches les unes des autres³, alors le profil local assimilé prend place

2. Voir annexe B pour une analyse un peu plus quantitative de la résolution spectrale effective et de la largeur équivalente des raies

3. ie les séparations entre longueurs d'onde centrales sont inférieures à un élément de résolution instrumentale

sur plusieurs éléments de résolution instrumentale, ce qui nous ramène au même problème précédent, lorsqu'il s'agissait de raies de forte largeur équivalente. Par contre, lorsqu'il s'agit de mélange de raies dont la séparation excède au moins un élément de résolution instrumentale, alors il suffit de correctement modéliser le profil local assimilé pour l'utiliser dans le programme de reconstruction. Le mélange des raies, pour lequel une seule raie contribue significativement à la largeur équivalente, ne biaise pas la reconstruction de l'image, et il est donc inutile d'en tenir compte explicitement. Le choix des raies jouent donc un rôle important pour conserver une résolution axiale optimale.

2.1.4 Résoudre l'ambiguïté des isovitesses projetées : principe

Nous avons dit dans l'introduction de ce chapitre que le suivi dans les profils des déformations en fonction du temps permettait de contraindre la position sur le disque stellaire de l'inhomogénéité responsable. Soit $v1$ (observée au temps $t=0$) et $v2$ (à une phase rotationnelle ultérieure) les vitesses centrales d'une même déformation dans deux raies observées à Δt d'intervalle; l'étoile a donc tourné entre les deux observations de $\Delta\phi = \Omega_{rot}\Delta t$ (voir figure 2.2). Nous avons vu que pour chacune des observations on peut écrire :

$$\begin{aligned} v1 &= v_{rot} \sin i \sin \theta \sin \phi \\ v2 &= v_{rot} \sin i \sin \theta \sin(\phi + \Delta\phi) \end{aligned}$$

Ce qui permet en principe de contraindre la position de l'inhomogénéité sur le disque à la phase 0 :

$$\begin{aligned} \phi &= \text{Arctg} \left[\frac{v2/v1 - \cos \Delta\phi}{\sin \Delta\phi} \right] \\ \theta &= \text{Arcsin} \frac{v1}{v_{rot} \sin i \sin \phi} \end{aligned}$$

Ce raisonnement est plutôt à vertu démonstrative, plutôt que réellement utilisable dans un programme de reconstruction. Cela demanderait en effet, de "pointer" dans le profil les différentes vitesses centrales des déformations, ce qui laisserait beaucoup de place à la subjectivité de l'opérateur (à moins d'automatiser le processus). Outre le fait, qu'à ce stade de la lecture, nous n'avons pas encore analysé le type de

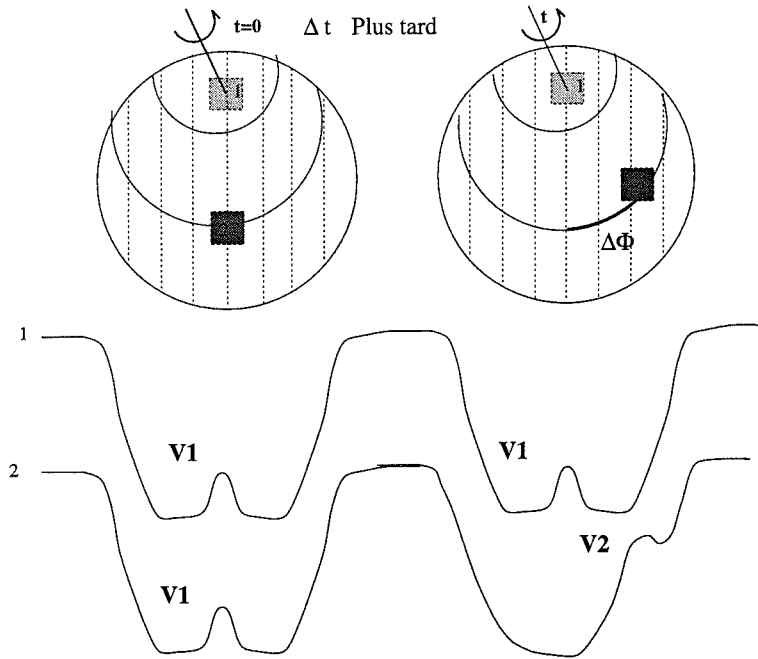


FIG. 2.2 - En haut, disque stellaire observé à deux phases rotationnelles différentes. En bas, profils de raie associés à l'existence, soit de la tache polaire (1), soit de la tache équatoriale (2). A $t=0$, les deux taches déforment la raie dans le même canal de vitesse $v_1=0$; il n'est alors pas possible de discriminer laquelle des deux taches est réellement présente sur le disque. Cette indétermination est levée lors de l'obtention d'un spectre à une phase rotationnelle ultérieure (à t). Si la tache est polaire alors le profil de raie observé doit être identique au précédent (ie déformation présente dans le même canal de vitesse $v_1=0$), alors pour la tache polaire, à cette phase rotationnelle les déformations sont localisées dans l'aile de raie, au canal de vitesse v_2 .

déformations (émission dans le profil ou absorption) qu'une tache froide engendre dans le profil (voir section 2.4).

Cependant, les intersections des différentes surfaces d'iso-vitesses telles qu'elles sont obtenues lors des observations réalisées à plusieurs phases rotationnelles, nous permettent de construire rigoureusement le maillage de l'étoile, qui définit les surfaces des cellules dont les diverses températures (ou abondances) pourraient être contraintes par les données; c'est ce que nous allons voir dans la prochaine section.

2.2 Maillage de la surface

2.2.1 Préliminaires

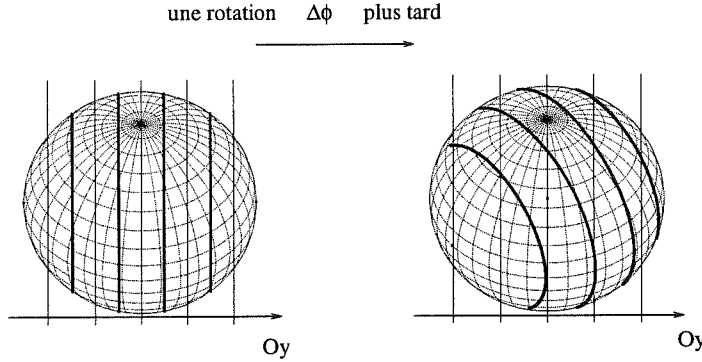


FIG. 2.3 - A gauche, pour une étoile dont l'axe de rotation est incliné de 45° sur l'axe de visée, nous avons superposé en trait plein et surligné les limites des canaux de même isovitesse projetée fixée par la résolution (5 éléments résolus sur le diamètre), en trait plein continu plus léger le centre de ces surfaces. A droite, ces mêmes surface après une rotation de $\Delta\Phi = 0.1$ (i.e. $\Delta\phi = 36^\circ$).

Pour obtenir un maillage de l'étoile dont les surfaces sont dictées uniquement par les données, il suffit de reporter sur la surface de l'étoile tous les contours d'isovitesse tels qu'ils sont observés aux différentes phases rotationnelles disponibles. Pour la phase 0, les surfaces sont délimitées par les deux courbes suivantes :

$$\begin{aligned} \{M_j(x_k, y_k, z_k)\} / y = \sin \theta_k \sin \phi_k &= j\Delta y \\ \{M_{j+1}(x_l, y_l, z_l)\} / y = \sin \theta_l \sin \phi_l &= (j+1)\Delta y \end{aligned}$$

Il faut donc suivre l'évolution différentielle de ces courbes d'isovitesse au cours de la rotation. L'intersection des nouvelles surfaces d'isovitesse projetées avec celles que l'on avait précédemment obtenues permet de distinguer les régions qui se répartissent dans des canaux de vitesse différents au cours de la rotation. Ainsi les régions équatoriales couvrent au cours de la rotation tout l'intervalle de vitesse et défilent devant l'observateur plus vite. Les régions polaires (au pôle tout le temps visible par l'observateur) au contraire ont une vitesse projetée nulle et demeurent "immobiles" (i.e. dans le même canal de rotation) quelque soit la phase rotationnelle observée.

Ainsi, d'une phase de rotation à l'autre on peut discriminer les régions qui se répartissent dans les différents canaux de vitesse. (voir figures 2.3 et 2.4). Les intersections entre toutes ces courbes définissent la trame de résolution spatiale à la surface de l'étoile lorsque l'on considère l'ensemble des phases observées. Nous donnons un exemple dans les figures 2.6 et 2.7 pour une inclinaison de 45° de l'axe de rotation de l'étoile sur la ligne de visée.

Pour localiser la tache plus précisément en latitude et longitude, il faut suivre l'évolution différentielle des surfaces d'isovitesse au cours de la rotation. L'intersection des nouvelles surfaces d'isovitesse projetées avec celles que l'on avait précédemment obtenues permettent de distinguer les régions qui demeurent dans le même canal de vitesse de celles qui défilent plus vite et sont donc passées dans les canaux de vitesse voisins (voir figures 2.3 et 2.4). Les intersections entre toutes ces surfaces définissent la trame de résolution spatiale à la surface de l'étoile lorsque l'on considère l'ensemble des phases observées. Nous donnons un exemple dans la figure 2.6, pour une étoile ayant un angle inclinaison de 45° par rapport à la ligne de visée.

Dans une représentation plate carrée de la surface stellaire, pour laquelle les longitudes sont portées en abscisses et les colatitudes en ordonnées, les surfaces d'isovitesse sont représentés dans la figure 2.5. La courbe qui délimite la surface stellaire visible par l'observateur à la phase $\Phi = 0.0$ est telle que :

$$\theta = \text{Arcos} \left(\frac{\tan i \cos(\phi)}{\sqrt{1 - (\tan i \cos(\phi))^2}} \right) \quad (2.16)$$

A cette résolution, toutes les régions situées à des latitudes supérieures à $|78|^\circ$, demeurent immobiles, et ne contribuent au flux dans les raies que dans l'élément de résolution central. Au contraire pour les régions équatoriales, leurs vitesses en valeur algébrique varie de 200%, et traversent tous les éléments de résolution disponibles. C'est précisément, cette information qui est véhiculée dans les spectres relevés au cours du temps. La déformation dans le profil qu'induit une inhomogénéité photosphérique, circule dans les différents canaux de vitesse qui lui sont possibles, ce qui nous permet de "remonter" à la position.

La grille qu'il faudrait utiliser sur l'étoile en fonction des longitudes et latitudes est loin d'être régulière, si on veut tenir compte de la résolution spatiale réelle dont on dispose, telle qu'elle est fixée par les critères de discernabilité en vitesse. Mais il faut considérer de plus la discernabilité réelle fixée par la contribution de ces cellules au flux total de la raie, qui dépend (pour une température donnée) uniquement de leurs surfaces projetées sur le disque stellaire. La limite inférieure de la surface

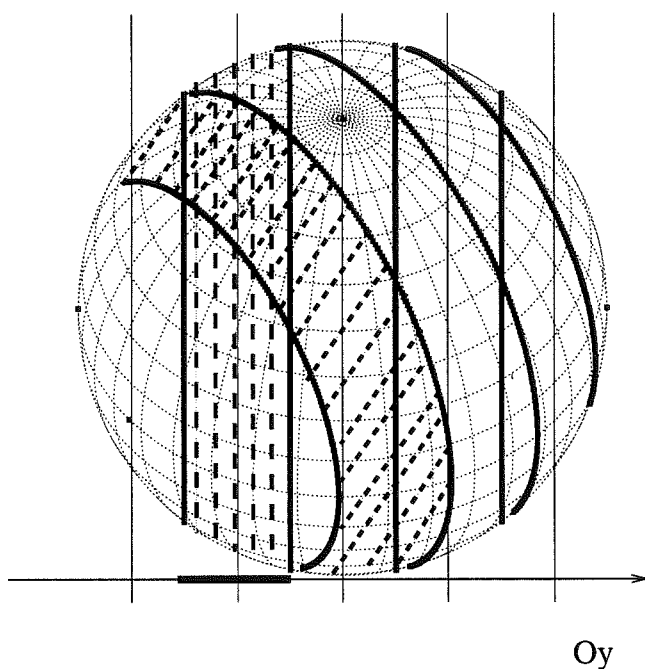


FIG. 2.4 - Même figure que la précédente, en superposant les deux schémas. Nous avons hachuré les surfaces qui sont apparues pour chaque phase dans le deuxième élément de résolution. La superposition de ces deux régions hachurées délimitent la surface dont la vitesse projetée est demeurée dans le même canal de vitesse, pour les deux phases observées (dans ce schéma le sens de rotation est anti-trigonométrique).

projetée qu'il est possible de contraindre est donc fixée pour sa part au signal à bruit disponible. Nous allons étudier ce point déterminant dans la section 2.4. Dans la sous-section suivante

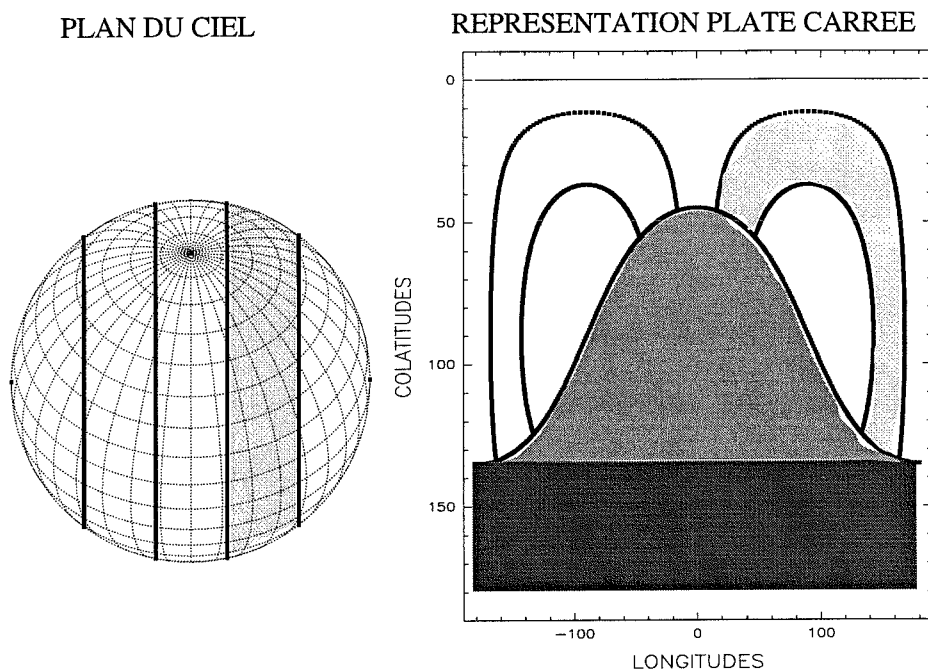


FIG. 2.5 - *Surface d'isovitesse projetées représentées telles qu'elles sont tracées dans le plan du ciel (à gauche), et dans la représentation plate carrée (à droite). La surface la plus claire représente un même élément de résolution dans les deux représentations. La région moyennement grisée souligne les régions de l'étoile qui ne sont pas visibles à cette phase, mais qui le seront à des phases rotationnelles ultérieures. La surface la plus foncée couvre toutes les colatitudes qui demeurent cachées à l'observateur quelque soit la phase rotationnelle observée.*

2.2.2 Limitations intrinsèques de l'imagerie Doppler

Cette sous-section a pour objectif d'**évaluer** la résolution spatiale en latitude et longitude sur la surface stellaire en fonction de la résolution instrumentale et de la couverture en phase, ce qui détermine l'ensemble des cellules discernables les unes des autres du point de vue de leurs vitesses projetées. Dans les figures 2.16 et 2.17, nous dressons la carte des valeurs minimales du rapport signal sur nécessaires pour discerner le flux de chacune des cellules lorsqu'elles ne rayonnent pas et que la température photosphérique est de 6000K. Cette étude a pour intérêt d'obtenir d'ores et déjà des résultats quantitatifs sur les limitations intrinsèques de l'Imagerie

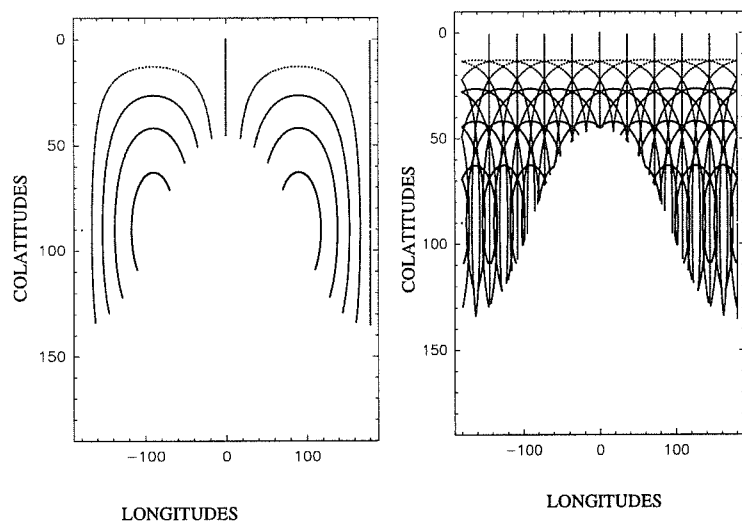


FIG. 2.6 - *A droite: contour d'isovitesse projetées observées à la phase 0.5. A gauche, évolution de ces iso-vitesse au cours de la rotation pour 10 phases équidistantes de 0.1.*

Doppler.

Le problème de reconstruction d'images est un problème mal-posé, dès lors que parmi l'ensemble des paramètres libres du problème (ici le flux associé aux cellules élémentaires), certains jouent des rôles équivalents ou bien ne sont pas contraints par les données. Cela revient à traiter un problème sous-déterminé, pour lequel plusieurs solutions sont possibles. Ce cas de figure se présente nécessairement lorsque l'étoile est découpée en cellules régulières sans se préoccuper des limitations imposées par les données bruitées et dicrètes. Par exemple, pour une résolution instrumentale donnée, il peut se produire que deux cellules voisines, sur une grille dont la résolution théorique repose sur des bases arbitraires, aient des vitesses comprises dans un même intervalle de résolution en vitesse quelque soit la phase rotationnelle observée. Elles ne sont donc jamais discernables l'une de l'autre. Cependant, l'attribution d'un paramètre libre, comme la température (ou l'abondance), à chacune de ces deux cellules revient donc à ignorer leur indiscernabilité. Lors du processus d'inversion (données \rightarrow image), il y aura donc une ambiguïté pour la détermination de la température de chacune des deux cellules; Cette indétermination n'est résolue qu'avec l'introduction d'une contrainte supplémentaire (dite technique de régularisation) qui réduit les degrés de liberté que l'on avait introduit arbitrairement lors du découpage de la surface stellaire en cellules élémentaire, et agit comme un censeur parmi l'ensemble des solutions possibles. Une régularisation souvent utilisée

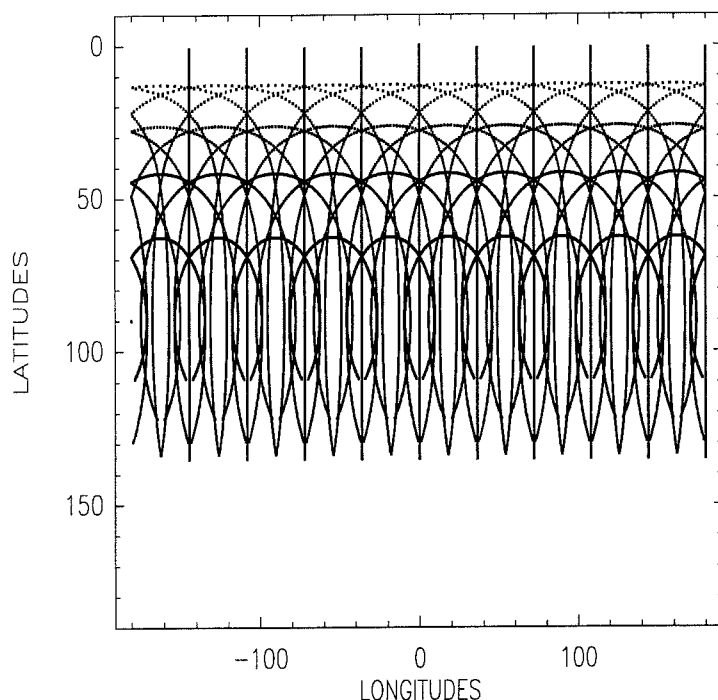


FIG. 2.7 - Schéma qui représente finalement la grille de résolution que l'on obtient dans la représentation plate carrée, en disposant de 9 éléments de résolution au total selon un diamètre de l'étoile, et pour 10 phases équidistantes. Toutes les surfaces délimitées par les intersections des différentes "isovitesses" signifient formellement qu'au moins une fois au cours de la rotation elles participent à des canaux de vitesse différents. La grille adéquate est donc loin d'être régulière dans cette représentation.

est la technique de maximum d'entropie ; elle sélectionne la solution qui minimise l'écart des températures des cellules individuelles à la température effective de la photosphère propre (minimisation de l'information contenue dans l'image). La régularisation de Tikhonov, pour sa part, tend à minimiser le gradient de température entre cellules adjacentes.

En se tablant sur une découpe de la surface définie par des cellules discernables en vitesse, il ne serait pas nécessaire de faire appel à une contrainte additionnelle ; le problème devient un problème bien posé, dans lequel le nombre de paramètres libres est juste égal à ce qui peut être contraint par les données.

Les techniques de régularisation apparaissent comme des méthodes puissantes, en ce sens qu'elles manipulent avec aisance un très grand nombre de paramètres libres. Mais il est crucial de se restreindre à ce qu'il est possible de réellement reconstruire,

ce qui n'est pas le cas lorsque la grille utilisée pour fixer le nombre de paramètres libres (température des cellules), ne prend pas en compte les limitations intrinsèques des données.

Les possibilités de reconstruction sont limitées par trois contraintes : la résolution spatiale, la couverture en phase et le signal à bruit.

Il est important d'autre part de choisir le bon système de coordonnées pour décrire simplement la géométrie du problème sur lequel se base toute l'analyse Doppler.

2.2.3 Principe de discernabilité en vitesse.

Comme il a été précédemment vu, chaque spectre nous donne des informations intégrées le long des iso-vitesses radiales projetées disponibles ; le nombre de ces iso-vitesses dépend de la résolution instrumentale (voir chap. 2).

Ces courbes d'iso-vitesse, pour une phase donnée, correspondent à l'ensemble des points de même composante y . La discrimination de ces différents points n'est possible que lorsque, pour au moins une phase rotationnelle ultérieure, leurs vitesses radiales projetées (soient leurs nouvelles composantes selon Oy) sont distinctes d'au moins un canal de résolution.

Comme aucune information n'est *a priori* disponible en deçà de la résolution instrumentale, ces courbes d'iso-vitesse sont en réalité des surfaces d'iso-vitesse, dont la taille est fixée par la résolution instrumentale.

La figure 2.7 nous montre clairement les limites en latitudes qui discriminent les régions qui participent au cours de la rotation dans les canaux de vitesses spécifiques, en même temps qu'elle nous montre la trame telle qu'elle est tracée par les intersections des isovitesses. Cela nous montre aussi clairement que la géométrie de ce problème repose entièrement sur la rotation et cela incite fortement à choisir un repère lié à l'étoile et non à l'observateur pour la description de la grille à utiliser. Ainsi si les régions équatoriales participent à tous les canaux de vitesse (au cours de la rotation) les régions polaires demeurent confinées dans le même élément de résolution. Les limites de ces bandes en latitudes sont déterminées par la résolution instrumentale.

2.2.4 Cellules résolues définies par les données

Nous définissons dans le chapitre suivant les deux référentiels liés à l'observateur et à l'étoile ayant pour axe commun l'axe doppler Oy .

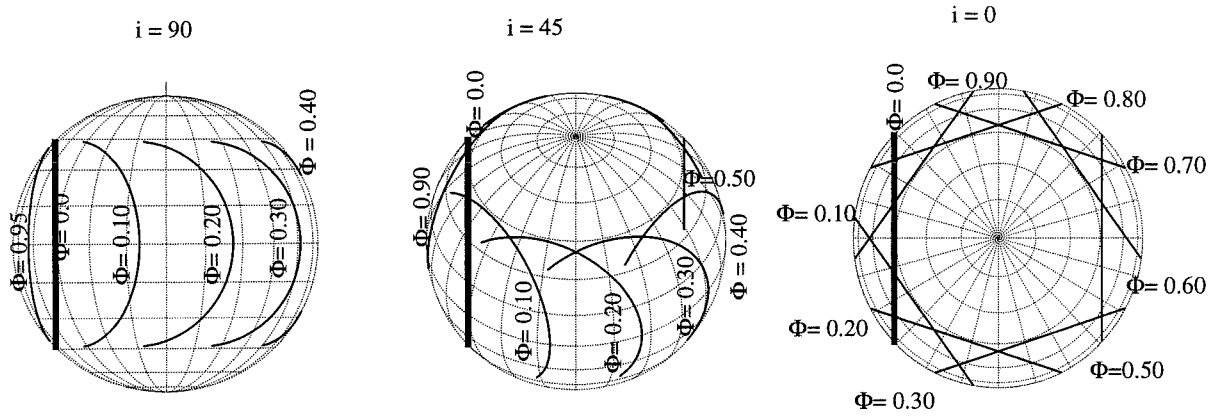


FIG. 2.8 - *Evolution au cours de la rotation, d'une courbe $y=cste$ observée à une phase rotationnelle donnée, pour différents angles d'inclinaison. Le cas $i=0^\circ$ est purement académique, puisque la vitesse projetée étant nulle, on ne peut appliquer l'analyse doppler.*

Le canevas qui définit la grille des cellules résolues sur l'étoile, repose en premier lieu sur l'analyse, au cours de la rotation, de l'évolution de la courbe qui correspondait à une isovitesse projetée pour une phase rotationnelle observée de l'étoile. Les points de cette isovitesse (même y) ne se déforment pas au même rythme puisque les points situés à des latitudes élevées défilent moins vite que les points équatoriaux (voir figure 2.8). Les points de cette courbe, pour la phase 0.0, alors tous confondus se distinguent les uns des autres au cours de l'observation de phases ultérieures, puisqu'ils occupent des canaux de résolution (selon $0y$) différents.

L'axe de rotation ($0x$) introduit naturellement un axe privilégié dans la géométrie du problème. Avant d'aller plus avant, il est utile de rappeler l'expression de la vitesse radiale en fonction des coordonnées sphériques (colatitude θ , longitude ϕ) dans le référentiel de l'étoile :

$$\frac{v_{rad}}{v_{rot} \sin i} = y = \sin \theta \sin \phi \quad (2.17)$$

où y est normalisé par rapport au rayon stellaire. La rotation dans ce référentiel agit simplement dans l'expression ci-dessus (à une phase ultérieure, la vitesse radiale projetée de ce point est $v'_{rad}/v_{rot} \sin i = y' = \sin \theta \sin(\phi + \Delta\phi)$), il est donc judicieux de se placer dans ce référentiel pour déterminer les points discernables entre eux.

L'inclinaison de l'axe de rotation sur l'axe de visée ne joue donc aucun rôle discriminatoire sur les vitesses radiales projetées entre les hémisphères Sud et Nord (pour les régions visibles par l'observateur) ; il n'y a donc aucun moyen pour échapper à la symétrie miroir qui existe par rapport à l'équateur, si ce n'est tout de même par l'invisibilité des régions situées au pôle Sud (défini par convenance comme le pôle invisible par l'observateur). Les régions qui restent inobservables sont définies par les latitudes telles que $\Theta \leq -90 + i$. Cependant, l'effet de l'assombrissement centre-bord peut jouer un rôle discriminatoire et lever dans une certaine mesure la dégérescence. En effet, le contraste de température entre la tache et la photosphère sera plus prononcé pour les régions situées au centre du disque stellaire, ce qui engendre des signatures plus marquées dans le profil de raie.

On rappelle aussi que la résolution instrumentale \mathcal{R} détermine la résolution spatiale Δy selon l'axe doppler comme

$$\Delta y = \frac{c}{\mathcal{R}v_{rot} \sin i} \quad (2.18)$$

on a accès à $N = 2n+1$ éléments résolus sur l'axe Doppler Oy , avec n tel que

$$n = E\left(\frac{1}{\Delta y}\right) \quad (2.19)$$

On dispose pour chaque phase observée de la résolution suivante le long de l'axe Doppler :

$$y = j\Delta y \quad (2.20)$$

avec j compris entre $-n$ et n .

Résolution en latitudes

Chaque phase observée La rotation de l'axe Doppler Oy échantillonné permet de "tracer" des cercles dans le plan Oyz , qui délimitent en fonction des colatitudes θ , les régions sur la surface de l'étoile distinctes les unes des autres en vitesse radiale :

$$\sin \theta_j = y = j\Delta y, j \geq 0 \quad (2.21)$$

Soit pour les latitudes résolues Θ_j :

$$\Theta_j = \text{Arcos}\left(\frac{j}{n}\right), j \geq 0 \quad (2.22)$$

On voit donc que pour une combinaison de vitesse équatoriale et d'angle d'inclinaison qui conserve la vitesse maximale projetée, le nombre d'éléments résolus étant

le même, ce sont les mêmes bandes en latitudes qui sont résolues. Cela explique pourquoi (Vogt et al. 1987 et autres auteurs), dans leurs tests de reconstruction en modifiant l'angle d'inclinaison ou la vitesse équatoriale, en conservant la valeur de la vitesse projetée, le résultat final reconstruit était peu dépendant du changement de ces paramètres. Par contre, modifier la vitesse projetée maximale (ie $v_{rot} \sin i$), revient à modifier le nombre d'éléments résolus et conduit à des images reconstruites substantiellement différentes.

Un échantillonnage régulier sur l'axe Doppler, revient à échantillonner régulièrement une fonction trigonométrique, et donc forcément on aboutit à une discrétisation non régulière des angles. Plus précisément, les régions polaires seront mieux résolues par rapport aux régions équatoriales. Le schéma 2.9 montre la correspondance entre l'échantillonnage sur l'axe Doppler et la résolution en latitude à laquelle on peut prétendre. La demi-bande équatoriale maximale (pour un hémisphère) résolue par les données est donc donnée par :

$$\Delta\Theta_{eq} = \text{Arcos}\left(\frac{n-1}{n}\right) \simeq \text{Arcos}\left(1 - \frac{c}{\mathcal{R}v_{rot} \sin i}\right) \quad (2.23)$$

Cette relation permet alors de comprendre pourquoi les détails des régions équatoriales, du moins en latitude, sont mal résolus, et que souvent dans les reconstructions, les structures initiales sont moins contrastées en intensité et étalées en latitudes (voir Vogt et al. 1987, Rice et al. 1989, Hatzes et al. 1989). On peut aussi noter que l'inclinaison de l'étoile n'exclue pas la symétrie miroir pour les régions visibles. Par contre, le fait que des régions disparaissent à certaines phases rotationnelles lève en partie cette dégénérescence.

Résolution en longitudes

Il est utile de se placer dans le plan perpendiculaire à l'axe de rotation pour rechercher les points discernables entre eux. Pour cela il y a deux raisons :

1. On dispose d'une description complète de la surface d'un hémisphère
2. La symétrie miroir par rapport à l'équateur des deux hémisphères est directement pris en compte dans cette description.

La discrimination maximale des cellules en longitudes est directement obtenue en fonction de la discrimination en vitesse radiale telle que

$$\sin \theta_{j+1} (\sin \phi_{k+1} - \sin \phi_k) = \delta y \quad (2.24)$$

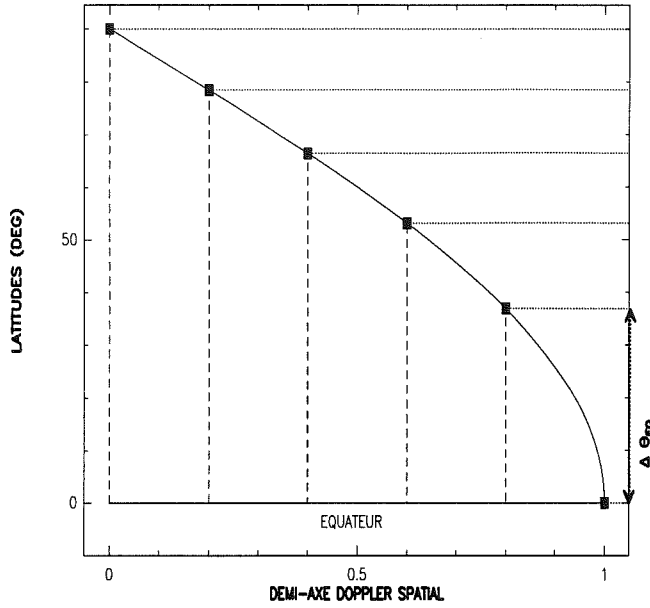


FIG. 2.9 - La correspondance établie sur l'axe doppler spatial (Oy), permet d'en déduire les régions résolues en latitudes. En disposant de 5 éléments résolus selon un rayon (voir eq. X.X), la demi-bande équatoriale au plus résolue est $\Delta\Theta_{eq} \simeq 36,87^\circ$

Nous avons représenté dans la figure 2.10 le plan (Oxz) perpendiculaire à l'axe de rotation. Les cercles en trait plein représentent les contours des régions résolues en latitudes dont on a discuté les propriétés plus haut, les droites en trait pointillé les iso-vitesses radiales projetées, perpendiculaires à l'axe doppler (Oy_{Φ_0}), telles qu'elles sont observées à la phase Φ_0 . L'intersection de l'axe doppler avec les cercles en latitudes (symboles ronds) sont les seuls points discernables en vitesse.

$$\Delta\phi_k(j) = \text{Arcos} \left(\frac{j}{k} \right) (+\pi), n_{max} > k > j \quad (2.25)$$

$$\phi(k) = \phi(j) + \text{Arcos} \left(\frac{j}{k} \right) (+\pi), n_{max} > k > j \quad (2.26)$$

Nous pouvons ainsi tracer les cellules résolues sur l'étoile (voir figures 2.11, 2.12, 2.13, 2.14 et 2.15) et estimer le signal à bruit nécessaire (voir figures 2.16 et 2.17) à l'aide de l'équation 2.52, dont la quantité est estimée pour une température nulle

n	Θ_1°	Θ_2°	Θ_3°	Θ_4°	Θ_5°	Θ_6°	Θ_7°	Θ_8°
$\frac{Rv_{max}}{c}$	$(\Delta\Theta_1)^\circ$	$(\Delta\Theta_2)^\circ$	$(\Delta\Theta_3)^\circ$	$(\Delta\Theta_4)^\circ$	$(\Delta\Theta_5)^\circ$	$(\Delta\Theta_6)^\circ$	$(\Delta\Theta_7)^\circ$	$(\Delta\Theta_8)^\circ$
1	0 (90)							
2	0 (60)	60 (30)						
3	0 (48)	48 (23)	71 (19)					
4	0 (41)	41 (19)	60 (16)	76 (14)				
5	0 (37)	37 (16)	53 (13)	66 (12)	78 (12)			
6	0 (34)	34 (14)	48 (12)	60 (11)	71 (9)	80 (10)		
7	0 (31)	31 (13)	44 (11)	55 (10)	65 (8)	73 (9)	82 (8)	
8	0 (29)	29 (12)	41 (10)	51 (11)	60 (8)	68 (8)	76 (7)	83 (7)

TAB. 2.1 - *Latitudes et largeurs de bandes résolues en fonction de la résolution instrumentale disponible. Pour obtenir 8 éléments résolus sur un rayon stellaire, il faut (par exemple) que la vitesse maximale de 48 km/s (i.e $v_{max} = v_{rot} \sin i$) et une résolution de 50000 : soit des conditions assez privilégiées. La bande équatoriale n'est pas résolue en-dessous de $\simeq 30^\circ$. De plus il faut tenir compte de la symétrie miroir par rapport à l'équateur, ce qui fait une largeur de bande totale non résolue en latitude de 60° , soit un tiers de l'hémisphère.*

de tache (elle ne rayonne pas du tout) et ceci pour la raie de résonance du lithium neutre et une photosphère de 4800K (largeur équivalente 0,3 Å).

2.2.5 conclusions

Les estimations effectuées permettent de poser les premières bases d'une reconstruction dont la grille rendrait justice aux régions équatoriales par rapport aux régions polaires, toujours favorisées dans le choix des grilles qui découpent régulièrement dans la représentation plate carrée l'espace en cellules de surface pojetée identique, qu'elles soient situées au pôles ou à l'équateur. Il est clair que cette approche est en fait plutôt une ébauche, mais il me semble que dans la littérature, on s'est peu penché sur le choix de la grille (et les effets de biais) qu'elle peut introduire dans les images reconstruites ; et que sans doute c'est une direction de recherche peut être intéressante pour jauger du moins le poids qu'elle peut avoir. On s'est plus penché sur la discrimination en vitesse que sur la nécessité aussi de les discerner par rapport au signal à bruit disponible. L'idée de base serait de construire une grille qui prend en compte les contraintes des données.

PROJECTION DANS LE PLAN EQUATORIAL

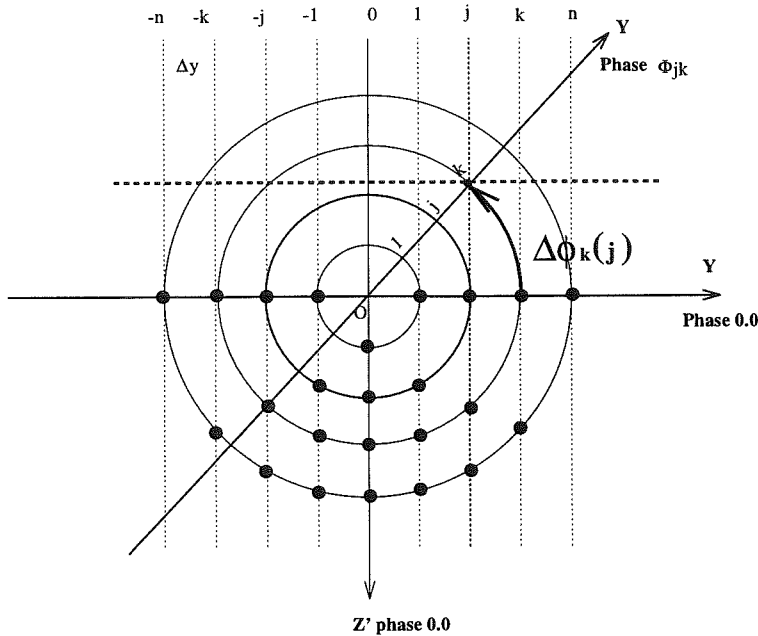


FIG. 2.10 - L'axe de rotation est perpendiculaire au plan. Chaque phase observée procure une information intégrée le long d'une iso-vitesse radiale (y constant) parallèle à l'axe (Oz'). La discrimination de ces points se fait au cours de la rotation en fonction de la résolution instrumentale, lorsque deux points de même vitesse projetée à la phase 0.0 possèdent des vitesses ultérieures séparées au moins d'un élément de résolution instrumentale. Les canaux de résolution instrumentale sont représentés par les axes verticaux comme ils sont vus à la phase 0.0. Discrimination en latitude : la rotation délimite les bandes latitudinales par la "découpe" effectuée au cours de la rotation dans le plan équatorial des éléments de résolution le long de l'axe doppler. Pour paver ce plan en autant de points possédant des vitesses projetées différentes (au moins une fois au cours de la rotation), il suffit de déterminer les points à l'intersection des bandes de latitudes résolues et des axes d'iso-vitesses de la phase 0.0. Cela fixe ainsi les longitudes (voir texte).

2.3 Couverture de phases et temps de pose

Il est clair que l'obtention d'un spectre n'est pas instantané et plus le temps de pose sera long et la période de rotation de l'étoile courte et plus on sera confronté au problème de la confusion en longitudes des structures. Pour délimiter les surfaces

d'isovitesses à la surface stellaire, il faut être sûr qu'elles soient réellement isolées les unes des autres. La valeur absolue du gradient de vitesse en fonction de la longitude est maximale pour les régions équatoriales centrales. En effet, on a

$$\left| \frac{\partial v}{\partial \phi} \right| = v_{max} |\sin \theta \cos \phi|, \quad (2.27)$$

maximum pour $\theta = \pi/2$ (équateur) et $\phi = 0^\circ$ ou π .

La problème est donc plus crucial pour ces régions, et contribuent certainement au problème que rencontre l'imagerie doppler pour imager correctement les régions équatoriales. Il suffit que pendant la pose l'étoile tourne de

$$\Delta\phi = \arcsin\left(\frac{c}{\mathcal{R}v_{max}}\right) \quad (2.28)$$

pour que les régions équatoriales centrales recouvrent l'élément de résolution en vitesse projetée adjacent. On peut raisonnablement admettre que la résolution instrumentale est conservée dès lors que les deux éléments se recouvrent à moitié dans ces régions.

En notant T_{rot} la période de rotation et t_{pose} le temps de pose l'étoile a tourné d'un angle

$$\Delta\phi' = 2\pi \frac{t_{pose}}{T_{rot}} \quad (2.29)$$

Ce qui donne un temps de pose maximal de :

$$t_{pose} = \frac{T_{rot}}{4\pi} \sin\left(\frac{c}{\mathcal{R}v_{max}}\right) \quad (2.30)$$

Comme il est souvent impossible de suivre en temps réel la rotation de l'étoile (à l'exception de l'étoile brillante AB Dor qui tourne $\simeq 12H$, le temps d'une nuit d'observation), il est nécessaire de disposer de plusieurs jours d'observations pour obtenir une "visualisation" complète de la surface stellaire. S'il s'écoule plusieurs périodes de rotation durant le temps des observations, il nous faut alors supposer la stabilité des structures sur ce laps de temps et il est nécessaire de recaler en longitudes les spectres, par rapport à un méridien origine pour obtenir une description de la surface complète. On définit la phase rotationnelle Φ par la normalisation d'un méridien de référence sur le domaine total de variation des longitudes. La phase zéro est arbitraire ou fixée par la photométrie, généralement quand l'étoile est vue à son minimum de lumière au temps T_0 . La phase rotationnelle au temps T est alors défini par

$$\Phi = \frac{T - T_0}{nT_{rot}} - E\left(\frac{T - T_0}{nT_{rot}}\right) \quad (2.31)$$

où T_{rot} est la période de rotation stellaire, n le nombre de rotation, $E(x)$ la partie entière de x et J, J_O les jours juliens d'observations ; son intervalle de variation est donc entre 0 et 1, et on a

$$\Delta\phi = 2\pi\Delta\Phi \quad (2.32)$$

La couverture en phase optimale est donc obtenue lorsque l'échantillonnage des spectres est effectué tous les $\Delta\Phi/2$, $\Delta\Phi$ étant défini par eq. 2.28. Cet échantillonnage correspond à un ensemble d'observations, où chaque surface d'isovitesse définie à la phase 0.0 est centrée dans l'élément de résolution central (vitesse nulle). Le nombre de phases N_ϕ nécessaires est donc idéalement

$$N_\phi = E\left(\frac{2\pi}{\sin\left(\frac{c}{Rv_{max}}\right)}\right) \quad (2.33)$$

Ce qui correspond à un ensemble de données N_D

$$N_D = N_\phi E\left(\frac{Rv_{max}}{c}\right) \quad (2.34)$$

Pour $R = 30000$ et $v_{max} = 50$ km/s et une période de rotation stellaire de 2 jours, l'échantillonnage en phase optimal est de 0,07 (le temps de pose maximal est alors de 1h45).

2.4 Déformations des raies en présence de taches

L'objectif de cette section est donc de reconnaître, à travers une étude analytique, le type de déformations discernables dans les raies photosphériques qu'engendrent les inhomogénéités en température sur la surface stellaire, et de circonscrire les limitations intrinsèques dues à la qualité des données dans le problème de la détection de taches, indépendamment de toute méthode d'inversion. La qualité des données, quantifiée par la mesure du rapport du signal sur Bruit (S/B) des raies photosphériques observées, dépend de la magnitude dans le visible des étoiles, des télescopes et instruments utilisés et du temps d'observation. Nous appliquerons quantitativement et pour illustration les résultats de cette analyse sur les données des deux étoiles T Tauri analysées à l'aide de l'imagerie doppler dans la section 3.3.

2.4.1 Analyse des déformations des raies dues à des taches photosphériques froides

Puisque la technique de l'Imagerie Doppler repose entièrement sur les déformations dans les raies spectrales, il est important de savoir le type d'assymétries associées à la présence de taches pour différentes raies, ainsi que de pouvoir poser des limites de reconnaissance en fonction des caractéristiques des taches telle que taille, température, position, voire de déterminer les raies les plus judicieuses pour cette analyse de reconnaissance de taches.

En notant $P_p(\lambda)$ le profil local d'absorption de la photosphère ($P(\lambda) = 1 - A(\lambda)$, avec $A(\lambda)$, la profondeur de raie) normalisé au continu, on peut écrire l'intensité dans la raie I_{raie} émergeant au point M en fonction de l'intensité du continu I_{cont} comme

$$I_{raie}(M, \lambda) = I_{cont}(M)P(\lambda) \quad (2.35)$$

Le flux intégré sur le disque stellaire est la seule quantité à laquelle on a accès

$$F_{raie}(M, \lambda) = \int \int_{\Omega} I_{raie}(M, \lambda) R_*^2 \sin \beta d\omega \quad (2.36)$$

où β est l'angle entre l'axe de visée et le rayon vecteur joignant le centre de l'étoile au point M et $\sin \beta d\omega = \sin \beta \sin \theta d\theta d\phi$ est l'angle solide infinitésimal projeté sur le plan du ciel (voir pour la géométrie et la définition des angles le chapitre suivant). Le profil émis au point M est centré sur la longueur d'onde décalée par effet doppler telle que

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{V_M}{c} \quad (2.37)$$

où V_M est la vitesse projetée le long de l'axe de visée. On a vu qu'elle s'exprimait en fonction de la composante de M selon l'axe Oy.

En définissant un angle solide Ω_2 qui sous-tend une inhomogénéité photosphérique, et Ω_1 le reste de la photosphère, on peut décomposer le flux F'_{raie} dans la raie émis par la photosphère tachée selon

$$F'_{raie}(M, \lambda) = \int \int_{\Omega_1} I_{raie}^P(M, \lambda) \sin \beta R_*^2 d\omega + \int \int_{\Omega_2} I_{raie}^T(M, \lambda) \sin \beta R_*^2 d\omega \quad (2.38)$$

où $I_{raie}^T(M, \lambda)$ est l'intensité dans la raie émis par la tache et $I_{raie}^P(M, \lambda)$ l'intensité dans la raie émis par la photosphère propre, on peut réécrire l'expression précédente comme

$$F'_{raie}(M, \lambda) = \int \int_{\Omega} I_{raie}^P(M, \lambda) \sin \beta R_*^2 d\omega + \int \int_{\Omega_2} I_{raie}^T(M, \lambda) \sin \beta R_*^2 d\omega \\ - \int \int_{\Omega_2} I_{raie}^P(M, \lambda) \sin \beta R_*^2 d\omega$$

soit

$$F'_{raie}(M, \lambda) = F^P_{raie}(M, \lambda) + F^T_{raie}(M, \lambda) \quad (2.39)$$

avec

$$F^P_{raie}(M, \lambda) = \int \int_{\Omega} I^P_{raie}(M, \lambda) \sin \beta R_*^2 d\omega \quad (2.40)$$

et,

$$F^T_{raie} = \int \int_{\Omega} (I^T_{raie}(M, \lambda) - I^P_{raie}(M, \lambda)) \sin \beta R_*^2 d\omega \quad (2.41)$$

Nous allons pour la suite de ce chapitre utilisé le résultat classique (Gray, 1976), dans le cas où la forme du profil intrinsèque (ie $P_p(\lambda)$ émis par la photosphère propre) ne se modifie pas selon la position du point M, le flux dans la raie émis par une étoile en rotation peut s'exprimer sous la forme d'une convolution du profil local avec la fonction de rotation $R(\lambda)$ (voir annexe A, eqs. A.23 et A.24). On a donc :

$$F^P_{raie}(M, \lambda) = \pi R_*^2 \int_{-\infty}^{+\infty} P_p(\lambda - l) R_p(l) dl = \pi R_*^2 [R_p * P_p] \quad (2.42)$$

Le même résultat est applicable pour la contribution de la tache au flux dans une raie, avec le profil intrinsèque $P_s(\lambda)$ émis par la tache :

$$F^T_{raie}(M, \lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} P_s(\lambda - l) R_s(l - \lambda_s) dl - \int_{-\infty}^{+\infty} P_p(\lambda - l) R_s(l - \lambda_s) dl \quad (2.43)$$

où λ_s est la longueur d'onde associée au centre de la tache, ayant pour composante y_s sur l'axe doppler (Oy) (ie raie résultante recentrée sur la longueur d'onde décalée par effet doppler d'une quantité qui dépend de la vitesse projetée du centre de la tache) :

$$\lambda_s = \lambda_0 \left[1 + y_s \frac{v_{rot} \sin i}{c} \right] \quad (2.44)$$

soit encore

$$F^T_{raie}(M, \lambda) = f \pi R_*^2 [R_s * P_s * \delta(\lambda - \lambda_s) - R_s * P_p * \delta(\lambda - \lambda_s)] \\ f \pi R_*^2 [R_s * \delta(\lambda - \lambda_s) * (P_s - P_p)]$$

où f est la surface de la tache normalisée à la surface du disque stellaire.

Le flux du rayonnement continu émis par une photosphère tachée se décompose de la façon suivante :

$$F'_{cont} = \int \int_{\Omega} I^P_{cont} \sin \beta R_*^2 d\omega + \int \int_{\Omega} (I^T_{cont}(M, \lambda) - I^P_{cont}(M, \lambda)) \sin \beta R_*^2 d\omega \quad (2.45)$$

d'où en négligeant l'assombrissement centre bord⁴

$$F'_{cont} = I_{cont}^P \int \int_{\Omega} \sin \beta R_*^2 d\omega + (I_{cont}^T(M, \lambda) - I_{cont}^P(M, \lambda)) \int \int_{\Omega} \sin \beta R_*^2 d\omega \quad (2.46)$$

soit:

$$F'_{cont} = ((1 - f)I_p + fI_s) \pi R_*^2 \quad (2.47)$$

où f est la surface projetée de la tache.

Le profil de raie normalisé au continu d'une photosphère "propre" $M_p(\lambda)$ est donc simplement obtenue par la convolution du profil de rotation $R_p(\lambda)$ avec le profil local d'absorption de la photosphère P_p ($P(\lambda) = 1 - A(\lambda)$) (voir eqs. 2.42 et 2.47 et annexe A, eq. A.27)

$$M_p = R_p * P_p \quad (2.48)$$

En présence d'une inhomogénéité, la raie totale normalisée au flux moyen (soit $(1 - f + f \frac{i_s}{i_p}) \pi R_*^2 i_p$) s'écrit (voir 2.39, 2.42, 2.45, et 2.47)

$$M_s = \left[M_p + R_s * \delta(\lambda - \lambda_s) f \left(\frac{i_s}{i_p} P_s - P_p \right) \right] / C \quad (2.49)$$

où $C = 1 - f + f \frac{i_s}{i_p}$, f la surface projetée de la tache émettant le continu i_s , et i_p l'intensité émise par la photosphère propre, et R_s profil de rotation de la tache sur le disque stellaire, λ_s et $\Delta\lambda_s$ (voir figure 2.18); si la tache est circulaire, le profil R_s de la tache est donné par le profil de rotation défini par (A.23), en remplaçant $v_{rot} \sin i$ par $\Delta v_s = c \frac{\Delta\lambda_s}{\lambda}$.

L'expression ci-dessus peut être exprimée en fonction des profondeurs locales de raie :

$$M_s(\lambda) = 1 - R_p(\lambda) * \frac{A_p(\lambda)}{C} + R_s(\lambda - \lambda_s) * \frac{f}{C} \left(A_p(\lambda) - \frac{i_s}{i_p} A_s(\lambda) \right) \quad (2.50)$$

où dans l'expression de droite, le premier terme est le continu une fois normalisé, le second correspond au profil de rotation stellaire (en absorption) dilaté (pour une tache froide, le continu est plus petit) par rapport à celui de la photosphère propre, et le dernier terme introduit les déformations et asymétries locales dues à la forme spécifiques des profils dans et hors la tache. Le premier effet dans les raies spectrales de la présence d'une tache photosphérique est donc dû au continu seul qui tend à

4. Il est à noter que les approximations effectuées ne sont appliquées que dans ce chapitre et que la raie calculée par le programme de reconstruction ne fait aucune hypothèse de ce type

creuser globalement les profils d'absorption sans les déformer, le profil d'absorption de la photosphère propre sera donc généralement située au-dessus de la raie "tachée" ce qui est très utile à savoir pour la reconstruction d'image. Le second effet introduit les émissions et/ou absorptions locales dans la raie, ce qui est utile à savoir pour utiliser correctement notre programme d'inversion puisqu'initialement il utilise une information *a priori* sur l'emplacement des taches.

2.4.2 Déformations locales

Détectabilité en fonction du rapport du signal sur bruit (S/B)

On s'intéresse maintenant à la "discernabilité" des déformations engendrées **localement** dans le profil puisque c'est le seul effet asymétrique qui permet de localiser les taches, l'autre effet s'appliquant indifféremment de la position de la tache, uniformément sur l'ensemble du profil; on rappelle l'expression du profil des déformations locales

$$\delta D(\lambda) = R_s(\lambda - \lambda_s) * \frac{f}{C} \left(A_p(\lambda) - \frac{i_s}{i_p} A_s(\lambda) \right) \quad (2.51)$$

Les conditions de détectabilité des taches sont essentiellement fixées par la quantité de flux local qui fait dévier localement la raie d'un profil purement de rotation. La quantité moyenne de flux local due à la tache est obtenue par l'intégration des déformations locales sur le domaine de longueurs d'onde couvert par la tache divisée par l'extension de la tache en longueur d'onde; cette quantité correspond à l'estimation du signal sur un point du profil du à la tache.

$$\overline{\delta D} = \frac{f}{C} \frac{w_p}{\Delta \lambda_s} \left(\frac{i_s}{i_p} \frac{w_s}{w_p} - 1 \right) \quad (2.52)$$

Le signe de $\overline{\delta D}$ indique s'il s'agit d'une absorption locale (i.e. $\overline{\delta D} \geq 0$) ou bien d'une émission (i.e. $\overline{\delta D} \leq 0$).

Plus la largeur équivalente de la photosphère est grande et plus la déviation moyenne d'un point dans le profil sera détectable. Cependant, pour conserver la résolution instrumentale, il faut éviter que le profil photosphérique couvre plusieurs éléments de résolution (voir annexe C). La valeur limite de la largeur équivalente de la raie considérée doit être de l'ordre de la largeur de l'élément résolu transposé en longueur d'onde. La détection d'une tache dépend très fortement de sa température et plus précisément de la raie choisie pour l'étudier puisque si le rapport des conti-

nus est exactement compensé par le rapport des largeurs équivalentes on est dans l'incapacité de détecter quoi que ce soit.

Le critère de détection usuel impose qu'au minimum $\overline{\delta D}$ soit au moins égal à $3\sigma_B$, où σ_B est la déviation standard du signal par rapport à la moyenne.

Pour un élément de résolution

On cherche à estimer la qualité des données requises pour que l'influence d'une tache occupant un élément de résolution dont la taille est fixée par la résolution instrumentale (eq.2.5) soit détectable isolément des autres cellules voisines. En appliquant 3.14, à cet élément et en notant d'une part que l'extension en longueur d'onde de cette cellule est $\Delta\lambda_e = \lambda/\mathcal{R}$, et d'autre part que la surface projetée couverte par celle-ci est :

$$f_e = \left(\frac{c}{\mathcal{R}v_{max}} \right)^2 = 0.04 \left(\frac{30000}{\mathcal{R}} \right)^2 \left(\frac{50km/s}{v_{max}} \right)^2 \quad (2.53)$$

on obtient une déviation moyenne dans le profil de

$$\overline{\delta D_e} = \frac{f_e}{C} \frac{w_p}{\Delta\lambda_e} \left(\frac{w_s i_s}{w_p i_p} - 1 \right) \quad (2.54)$$

et $C = 1 - f_e(1 - i_s/i_p)$.

Pour estimer le rapport du signal sur bruit nécessaire on définit le critère suivant : la déformation engendrée par la tache doit être supérieur à 3 fois la valeur du bruit, soit : $\frac{\delta D_e}{D_e} \geq 3 \frac{B}{S}$

donc :

$$\frac{S/B}{D_e} \geq (3\delta D_e)^{-1}$$

où D_e est la valeur de l'intensité dans la raie à l'emplacement λ_s correspondant au décalage doppler de la cellule de vitesse projetée V_e telle que

$$\lambda_s = \frac{V_e}{c} \lambda_0$$

avec (voir 3.12) $D_e(\lambda_s) = \left| 1 - R_p * \frac{A_p}{C} \right|_{\lambda_s}$

La détection (à $3\sigma_B$) d'un élément de résolution sur une plage de température raisonnable (détection pour des différences de température de l'ordre de $\Delta T \leq 400K$) requiert au minimum un rapport du signal sur bruit de 300 à 400, pour une largeur équivalente photospérique de 0.2\AA , une résolution instrumentale de 30000 et une vitesse maximale projetée de 50km/s (voir figure 2.19). De plus on a fixé le rapport des largeurs équivalentes constant avec la température. En fait pour la plupart des raies d'absorption des éléments neutres, lorsque la température décroît la fraction ionisée diminue ce qui renforce l'absorption et donc la largeur équivalente. Ce qui veut dire que faire de l'imagerie doppler avec des valeurs de rapport du signal sur bruit de l'ordre de 100, nous réduit à détecter des structures qui couvrent plusieurs éléments de résolution, pour augmenter localement l'amplitude de la déformation locale dans le profil.

Ce que nous pouvons réellement détecter avec nos données spectroscopiques des étoiles T Tauri

Nous allons appliquer le critère vu maintenant pour déterminer la surface projetée minimale que nous pouvons détecter avec les données spectroscopiques que nous avons obtenus pour deux étoiles T Tauri à faibles raies d'émission (Voir section 3.3).

Pour les deux étoiles T Tauri que nous avons étudiées, le rapport du signal sur bruit est compris entre 50 et 100, et nous disposons d'une résolution de 32000 pour V410 Tau et 38000 pour HDE 283572. Les vitesses projetées respectives sont de 70 km/s et 80 km/s.

V410 Tau

Pour déterminer la résolution effective, qui va de pair avec la discernabilité réelle, il faut multiplier par 2 à 3 (sur $\simeq 15$ éléments résolus) la taille d'une cellule élémentaire pour entrer dans le domaine de rapport du signal sur bruit disponible pour l'étoile V410 Tau, la surface projetée de la cellule détectable est donc de $f \simeq 0,15$. Seules de grandes structures de température beaucoup plus basses que celle de la photosphère ($\Delta T \leq 700K$) pourront être alors détectées (voir 2.20). Ces courbes étant calculées pour un rapport de largeurs équivalentes (largeur équivalente dans la tache et dans la photosphère, égale à 0.2\AA .) En fait, pour V410 Tau, on dispose juste d'un ordre de dispersion du spectrographe AURELIE qui contient essentiellement la raie de résonance du Lithium neutre et celle du Calcium neutre centrée à $\lambda 6717\text{\AA}$. Pour celle-ci, la largeur photosphérique étant petite (i.e. 4 fois plus faible que celle du lithium neutre à 6707\AA), elle est difficilement utilisable pour une analyse doppler, en regard du rapport du signal sur bruit obtenu. La raie de résonance du Lithium est un doublet dont les deux longueurs d'onde centrales sont $\lambda 6707.761\text{\AA}$ et $\lambda 6707.962\text{\AA}$. Comme la séparation excède un élément de résolution ($\lambda_2 \simeq 0.2\text{\AA}$), cette raie prend place sur deux éléments résolus au moins. Entre la photosphère à 4800K et une tache de 1000K plus froide, le rapport de largeur équivalente est égal à 3. Comme le rapport des continus varie dans les mêmes proportions, il sera difficile de détecter des structures dans cette gamme de température (voir 2.21). Cependant la forte largeur équivalente de la photosphère ($w_p \simeq 0.3\text{\AA}$, pour une abondance interstellaire) est un atout important pour demeurer dans la gamme du rapport du signal sur bruit disponible. Par opposition : la raie du Nickel à 6108\AA , intéressante car sa largeur équivalente ne varie pas dans la gamme de température considérée. Cependant la "faible" valeur de la largeur équivalente photosphérique de cette raie

($\simeq 0.15\text{\AA}$) requiert un rapport signal sur bruit plus fort (2.21).

HDE 283572

La rotation étant un peu plus forte et la résolution meilleure, on dispose de plus d'éléments résolus (20). Cependant comme le rapport signal sur bruit requis est aussi plus grand pour résoudre les cellules élémentaires, là encore on ne pourra pas détecter des structures plus petites que 3 à 4 fois la taille de l'élément résolu. Cependant, ce spectrographe échelle nous permet d'avoir accès à une grande partie du spectre optique (5500 Å à 8500 Å), il devient donc moins nécessaire de réclamer une détection de 3σ , si on dispose de raies suffisamment nombreuses pour être analysées simultanément.

Nous avons procédé au même calcul sur les raies du Lithium et du Nickel, pour montrer l'influence de la température photosphérique sur l'adéquation de la raie pour l'étude en température des structures. Pour une photosphère un peu plus chaude (HDE283572, $T_{eff} = 5300K$), la situation est inverse à celle de V410 Tau(2.21). La raie du Nickel devient uniquement un senseur des structures les plus froides, puisque le rapport des largeurs équivalentes varie dans le même rapport que les continus. Par contre, pour ces températures, la raie du Lithium est adéquate pour la détection de taches sur tout ce domaine de température.

Influence de l'assombrissement centre-bord

L'intensité du continu pour des régions situées au bord du disque stellaire est moindre du fait de l'incidence oblique de la ligne de visée dans l'atmosphère. La photosphère effective pour ces régions est donc située à des températures plus basses. Pour une température donnée de taches, le rapport des continus varie en fonction de la position $\mu = \cos \beta$, où β est l'angle entre l'axe de visée et l'axe perpendiculaire à la surface de la façon suivante :

$$I = I_0(1 - \epsilon + \epsilon\mu) \quad (2.55)$$

où I_0 est l'intensité au centre du disque. Pour les étoiles de type tardif, le coefficient d'assombrissement centre-bord ϵ est de l'ordre de 0,4-0,6 dans le domaine rouge du spectre aux longueurs d'onde dans le visible. Dans la mesure où l'intensité du rayonnement continu décroît en ordre de grandeur de 50% au bord du disque, cela réduit l'effet du continu, et donc réduit les déformations locales dans le profil. Il sera donc plus difficile de détecter des structures situées au bord du disque stellaire. Nous

avons tracé la dépendance de l'amplitude de la déformation, via le rapport signal sur bruit nécessaire, en fonction de la position dans le disque pour une photosphère de 6000K et différentes températures de taches (Voir figure (2.24)). Pour des raies dont la largeur équivalente ne varie pas (cas de figure considéré) l'effet est important pour les températures de 500K-1000K en dessous de la photosphère normale. Par contre pour les basses températures de taches, le rapport des continu est tellement faible que même 50% de variation de moins, ne rend pas plus difficile la détection.

Profil des déformations

Nous rappelons ici le profil des déformations locales D_{loc} que nous allons passer en revue dans cette sous-section :

$$D_{loc}(\lambda) = \frac{f}{C} \left(A_p(\lambda) - \frac{i_s}{i_p} A_s(\lambda) \right) \quad (2.56)$$

Le signe de D_{loc} montre s'il s'agit d'une émission (≥ 0) ou d'une absorption (≤ 0).

Pour une tache froide, le continu i_s émis par la tache sera toujours inférieur au continu photosphérique i_p ; à l'extrême pour une tache de température nulle qui ne rayonne pas du tout, la contribution de la tache à la raie totale sera une composante en émission homothétique de la profondeur de raie locale photosphérique A_p , de rapport $\frac{f}{1-f}$. Si au contraire, pour une petite variation du continu ($\frac{i_s}{i_p} \simeq 1$), la largeur équivalente de la raie émise par la tache augmente beaucoup, de telle sorte que le profil local de la tache excède celui de la photosphère propre, la signature de la tache dans la raie sera sous la forme d'une absorption dont la profondeur sera proportionnelle à la surface projetée de la tache. Dans la plupart des cas, la signature locale de la tache est une combinaison de composantes en absorption et en émission, qui dépend en dernier ressort de la largeur et profondeurs maximales des raies locales considérées (donc de l'épaisseur optique de la raie sur le profil), du sens de variation de la largeur équivalente avec la température et du rapport des intensités de la tache par rapport à la photosphère. Toutes ces quantités ne sont toutefois pas indépendantes.

Le sens de variation de la largeur équivalente repose sur la variation du nombre d'atomes qui participent à la transition lorsque la température décroît. Pour des raies émises par des atomes neutres (seules qui nous intéressent car elles sont plus représentatives de la structure photosphérique), le nombre d'atomes neutres augmente car la fraction d'atomes ionisés décroît, mais en même temps le nombre d'atomes qui participent à la transition décroît lui aussi. Le bilan final dépend du potentiel

d'ionisation de l'élément par rapport au potentiel d'excitation de la raie, tel qu'il est établi par l'équation de Saha-Boltzmann (voir Annexe A.3).

L'épaisseur optique de la raie dépend de la structure en température de la photosphère puisque c'est la température qui contrôle la distribution des atomes dans leur différents états d'énergie possibles, donc à température donnée du nombre d'atomes qui peuplent le niveau d'énergie inférieur de la transition. Mais elle dépend directement aussi de la quantité qui jauge l'efficacité des atomes pour participer effectivement à la transition : la force d'oscillateur. Plus celle-ci sera grande et plus l'épaisseur optique de la raie augmentera rapidement avec le nombre d'atomes.

A température donnée, pour une raie dont la largeur équivalente augmente lorsque la température diminue, en partant d'une raie optiquement mince sur tout le profil, de profondeur maximale faible on augmentera d'autant plus rapidement la profondeur maximale de raie dans le cœur Doppler. Une fois la raie saturée, le paramètre γ (voir annexe A.1) qui contrôle l'importance que peuvent prendre les ailes de raie contrôle et détermine l'élargissement de la raie. La raie locale issue de la tache sera donc en général plus profonde et plus large.

Avec ces remarques, on peut maintenant prévoir la signature de la tache en toute généralité :

1. Si les ailes de la tache sont plus larges que celles de la raie issue de la photosphère propre, deux composantes en absorption apparaissent d'autant plus creusées que le rapport des continus est petit devant l'augmentation de largeur équivalente dans les ailes.
2. Pour la partie centrale de la raie, il y a présence d'une composante (homothétie de la profondeur de raie de la photosphère propre) en émission si le continu domine l'absorption (i.e. $\frac{A_s(0)}{A_p(0)} \leq \frac{i_s}{i_p}$ et une composante en absorption dans le cas contraire. On peut noter que pour une raie optiquement mince de largeur équivalente w de l'ordre 0.1\AA , la profondeur de raie maximale ($\frac{w}{\sqrt{\pi i \Delta \lambda_D}}$) est de l'ordre de 0.5 en unité du continu ; ce qui donne un rapport de profondeurs de raies maximales de l'ordre de 2 au plus, alors que le rapport des intensités en utilisant la fonction de Planck entre 3800K et 6000k varie de 1 à 9. Dans la plupart des cas il s'agira donc d'une composante centrale en émission pour les taches froides (voir figure 2.25).

La signature des raies est donc soit simple soit triple ; l'importance relative de chacune dépend du rapport des intensités. La discernabilité des composantes dépend

essentiellement de la couverture f de la tache ainsi que du rapport signal sur bruit, et pour les composantes en absorption dans les ailes de raie de la résolution.

On peut noter de plus, que l'augmentation de la largeur équivalente (i.e augmentation de la profondeur de raie) avec la température a la propriété d'introduire à travers le terme $\frac{i_s}{i_p} A_s$ des signatures de taches moins profondes pour des petites variations de température; la profondeur de raie qui augmente a tendance à compenser la décroissance du rapport des intensités. Pour ce type de raie, on sera donc plus sensible aux taches de températures les plus basses.

Si la largeur équivalente diminue avec la température, on aura dans les ailes de raies des petites composantes en émission, et une composante centrale toujours en émission d'autant plus forte que le rapport des intensités est petit.

Nous avons représenté sur la figure (2.25), l'évolution en fonction de la température de la tache, des déformations locales pour la raie du lithium neutre $\lambda 6707\text{\AA}$, et la raie du fer neutre $\lambda 6400\text{\AA}$, pour une photosphère de 6000 K. Ces deux raies sont représentatives de celles qui vont être utilisées dans les reconstructions d'image. Dans la figure 2.25, L'élargissement dans les ailes du profil de raie issu des températures les plus basses (ie taches) contribuent à créer deux petites composantes en absorption alors que la composante centrale est en émission. Négliger, ou modéliser incorrectement, les ailes de raie lors de la reconstruction, engendre des **artefacts**, telles des structures plus chaudes à proximité de la tache froide.

Déformations en fonction de l'extension de la tache

Ces informations sur la structure des déformations locales est en partie perdue lorsqu'on tient compte de la résolution spectrale finie, qui est déterminé soit par la résolution instrumentale ou par la largeur thermique de raie de la photosphère. Pour une photosphère de 6000K et des raies autour de 6500 \AA , la résolution est de l'ordre de 16 km/s.

Si le profil intrinsèque de la raie émis par la tache de température T_s est dominé par le profil de rotation de la tache (i.e. extension de la tache) $R_s(\Delta v_s)$, alors cela est aussi vérifié *a fortiori* pour la photosphère non tachée. On peut donc "oublier" les profils intrinsèques (voir figure 2.25), pour écrire

$$M_s(\lambda) = 1 - \frac{w_p}{1 - f + f i_s / i_p} R_p(\lambda) - f w_p \frac{i_s / i_p w_s / w_p - 1}{1 - f + f i_s / i_p} R_s(\lambda - \lambda_s) \quad (2.57)$$

où le premier terme est le continu normalisé à 1, le second la contribution de la photosphère "propre" et le dernier terme correspond à la contribution de la tache.

Si le rapport des deux effets, continu et largeur équivalente $S = \frac{i_s w_s}{i_p w_p}$ est supérieur à 1 (absorption domine le continu) alors la présence de la tache formera une absorption dans le profil de raie intégré sur le disque; si au contraire il est plus petit que 1 c'est-à-dire si la variation du continu domine, alors à l'emplacement de la tache, il se formera une émission dans le profil. Une illustration pour la raie du Fer neutre centrée à 6400 Å optiquement mince (figure 2.25): nous avons tracé la variation du rapport S défini précédemment (voir figure 2.26).

Résumé

•Caractéristiques des raies.

Le choix des raies les plus propices pour sonder la distribution de la température photosphérique des étoiles de type spectral tardif se porte de préférence sur les raies issues des éléments neutres, pour isoler les structures photosphériques de celles qui sont situées plus haut dans la chromosphère. Elles doivent posséder une force d'oscillateur élevée et un potentiel d'excitation du niveau le plus bas de la transition faible, pour garantir une largeur équivalente raisonnable et optimiser le rapport du signal sur bruit des raies spectrales des rotateurs rapides.

La discernabilité des déformations locales dues aux taches dans les raies dépendent crucialement de la comparaison du rapport de l'intensité des continus à celui des largeurs équivalentes. Comme on escompte plus de déformations locales détectables lorsque l'effet du continu domine l'effet de l'absorption, on peut jouer sur la variation de la largeur équivalente des raies pour sélectionner des raies qui donneront des informations préférentielles sur la gamme de température des structures que l'on veut mettre en évidence. On peut déterminer les catégories suivantes suivant le type de taches et de photosphère :

1. pour les taches de moindre température

Utiliser des raies formées dans le bas de la photosphère, donc pour lesquelles la largeur équivalente diminue avec la température. Le potentiel d'ionisation doit donc être suffisamment élevé pour que dès l'épaisseur optique du continu égal à 1, quasiment tous les éléments de l'espèce atomique considérée responsable de la transition soient neutres. Quoiqu'il en soit, le rapport du signal sur bruit doit être important ($\simeq 400$) pour détecter de telles structures.

2. Pour des taches très froides

Utiliser des raies formées plus haut dans la photosphère donc des raies dont

la largeur équivalente augmente lorsque la température diminue. La population de l'état le plus bas en énergie doit donc augmenter lorsque la température diminue ; ce qui se produit lorsque le potentiel d'ionisation est suffisamment faible pour compenser la diminution de la population des éléments excités sur le niveau le plus bas en énergie.

•Signatures Locales

La présence de taches froides sur la photosphère aura donc deux conséquences sur les raies d'absorption :

1. un effet global qui tend à creuser le profil de rotation, donc à augmenter globalement la largeur équivalente des raies. En l'absence de taches, la photosphère possède donc un profil situé au-dessus des profils entachés. Cet effet peut éventuellement indiquer les phases pour lesquelles le maximum de taches sont visibles.
2. un effet local qui se superpose au précédent, le seul qui permette une localisation des taches et un suivi précis de l'évolution en vitesse des structures au cours du temps. On a vu que seul le rapport des continus, quand il l'emportait sur l'effet des largeurs équivalentes, donnait des informations détectables en fonction du rapport signal sur bruit disponible 50-100. Cela conditionne le profil des déformations qui consistera généralement en une composante en émission centrée sur la vitesse projetée de la tache, plus éventuellement deux composantes en absorption de part et d'autre si les ailes de raies issues de la tache sont larges par rapport à celles de la photosphère ; en d'autres termes, ces deux composantes en absorption sont présentes lorsque l'épaisseur optique des ailes de la raie issue de la tache devient grande, et que la largeur équivalente augmente préférentiellement à cet endroit. La signature d'une tache alors s'étale sur plusieurs éléments résolus de vitesse, ce qui accroît les chances de détection.

L'analyse de discernabilité des taches nous conduit à reconnaître l'importance cruciale des raies utilisées pour l'analyse Doppler en fonction de la température photosphérique. Si le spectrographe est un spectrographe échelle, le choix des raies peut être fait *a posteriori*, s'il s'agit d'un spectromètre sélectionnant un ordre en particulier, il est donc prudent de déterminer les raies à l'avance car elles ne jouent pas toutes un rôle équivalent⁵.

5. Cela introduit de toute façon un choix *a priori* sur la température des structures recherchées

2.5 Conclusions

Dans une première section nous avons décrit le principe de l'Imagerie Doppler. L'analyse Doppler d'une raie photosphérique élargie par la rotation offre donc une image unidimensionnelle de la surface du disque stellaire. L'image complète de la surface est alors obtenue par l'analyse d'une série de spectres observés à différentes phases rotationnelles. On a mis en évidence les différences de contraintes offertes par les données en fonction des régions du disque stellaire (équatoriales ou polaires (section 2)). On a déterminé des paramètres adéquats tels que la couverture en phase et le temps de pose maximal (section 3), pour conserver une résolution spatiale optimale. Les conditions requises de base pour appliquer l'analyse Doppler sont simples : plus la rotation est grande et la résolution instrumentale meilleure et plus on peut en principe résoudre l'étoile. Cependant, une autre donnée aussi très importante est la qualité des données qui en dernier ressort détermine la discernabilité effective d'un élément par rapport à ses voisins.

On a posé, dans la dernière section de ce chapitre, les limitations sur la surface des structures que l'on peut retrouver en fonction du rapport signal sur bruit. Le facteur de couverture d'une tache est donc approximativement 0.15 ce qui limite le nombre de taches possibles à 6-7 pour couvrir entièrement la surface ; il serait d'ailleurs dans ce cas, inutile d'essayer de faire de l'imagerie Doppler. De toutes façons, ce nombre est déjà suffisamment raisonnable pour que l'on tente un programme de reconstruction par une méthode de minimisation des moindres carrés, au lieu de laisser libres tous les éléments résolus (de l'ordre de la centaine) et adopter une procédure de régularisation (maximisation d'entropie, Tikhonov).

Le chapitre suivant contient la description de la méthode numérique adoptée et les différents tests effectués pour déterminer la fiabilité de la méthode. Nous appliquons ce modèle pour deux T Tauri à faibles raies d'émission.

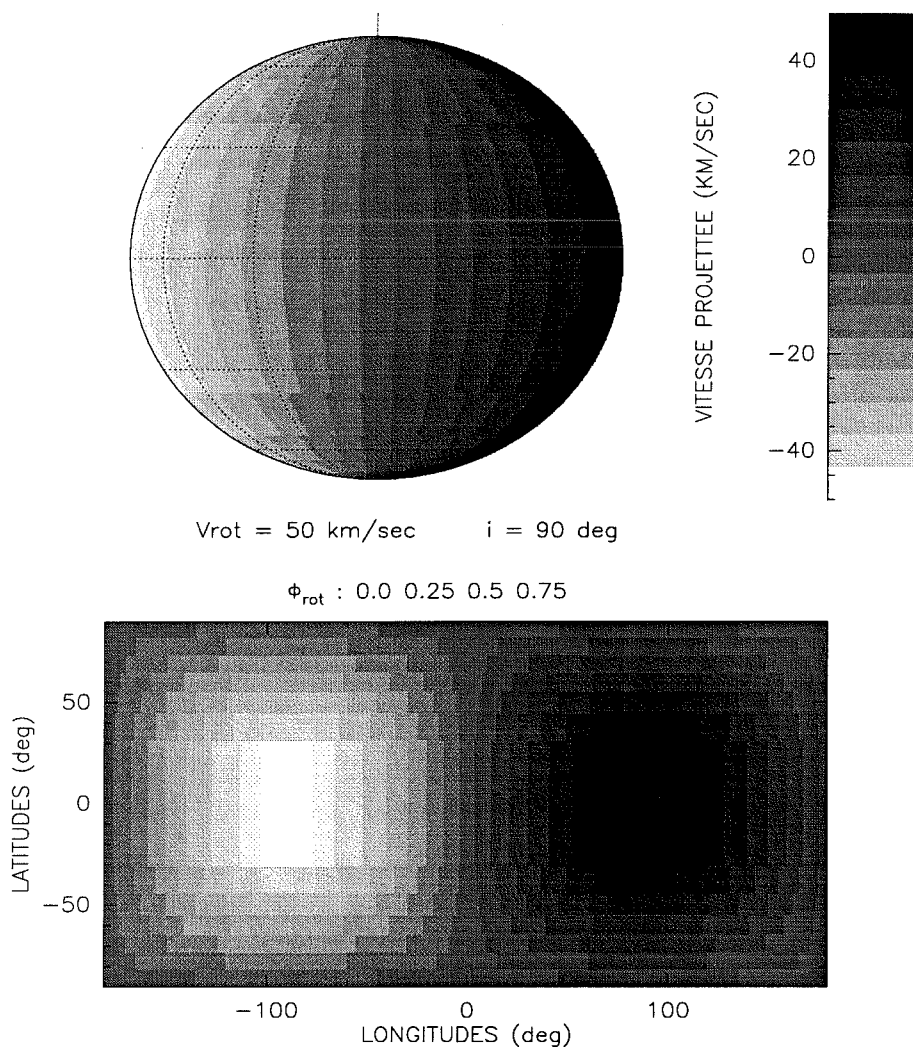


FIG. 2.11 - Grille des cellules résolues sur l'étoiles discernables en vitesses projetées, en projection plate carrée (parfois appelée dans la littérature Mercator (Vogt et al., 1978)) et dans le plan du ciel. Pour une vitesse de rotation de 50 km/sec, une résolution de 42000 et un angle d'inclinaison de 90°. Le grisée des couleurs correspond aux vitesses radiales observées à la phase (arbitraire) 0.0, et dans le cas de la projection plate carrée les régions qui ne sont pas visibles par l'observateur possèdent la vitesse projetée telle que la verrait un observateur situé de l'autre côté; cette représentation permet juste de distinguer les cellules les unes des autres sans autre préoccupation. On peut toutefois noter, la symétrie miroir des deux hémisphères par rapport à l'équateur par rapport aux vitesses projetées.

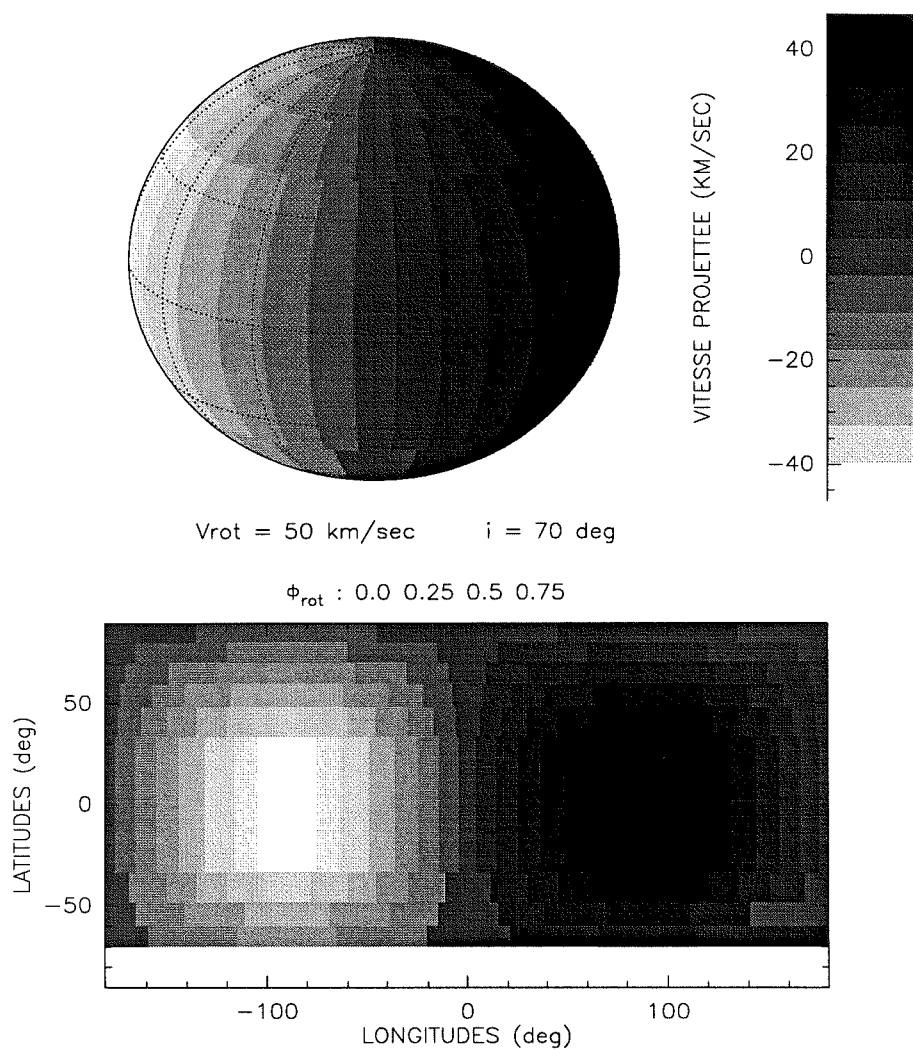


FIG. 2.12 - Même figure que précédemment pour un angle d'inclinaison de 70° , en conservant toutes les autres quantités.

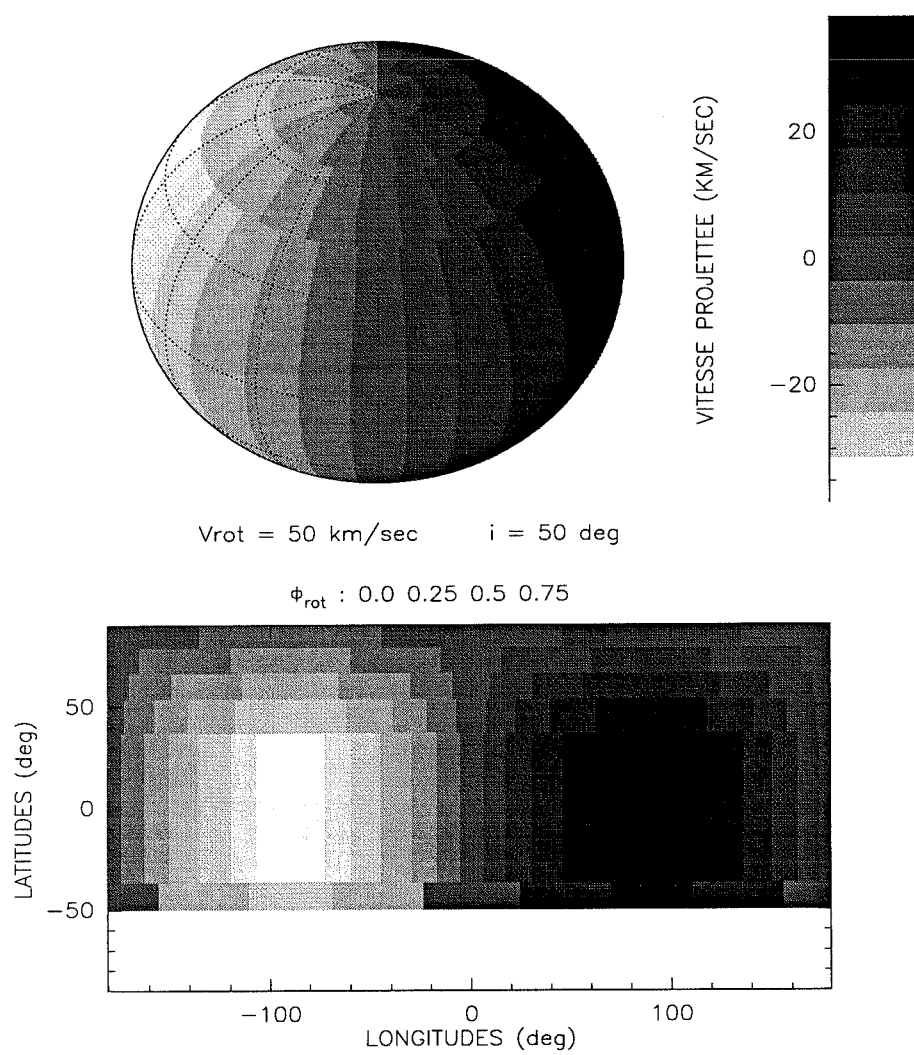


FIG. 2.13 - *Même figure que précédemment pour un angle d'inclinaison de 50° , en conservant toutes les autres quantités.*

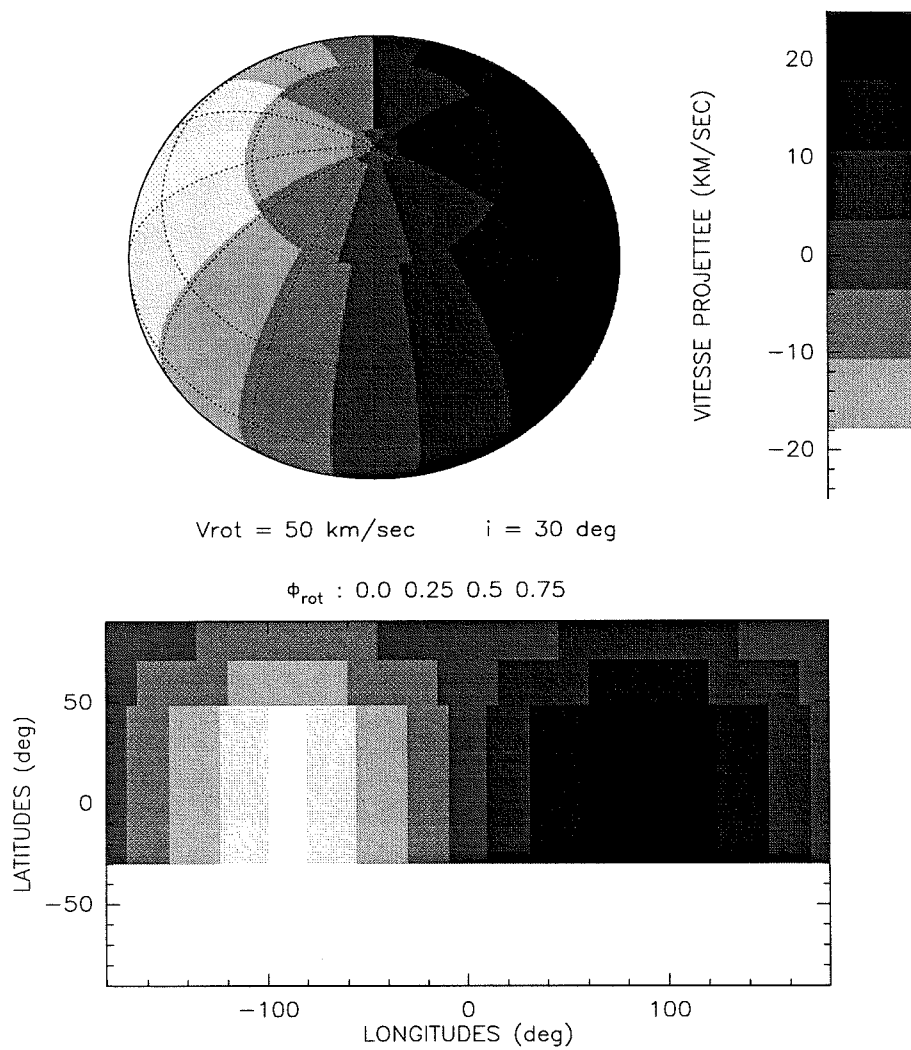


FIG. 2.14 - Même figure que précédemment pour un angle d'inclinaison de 30° , en conservant toutes les autres quantités.

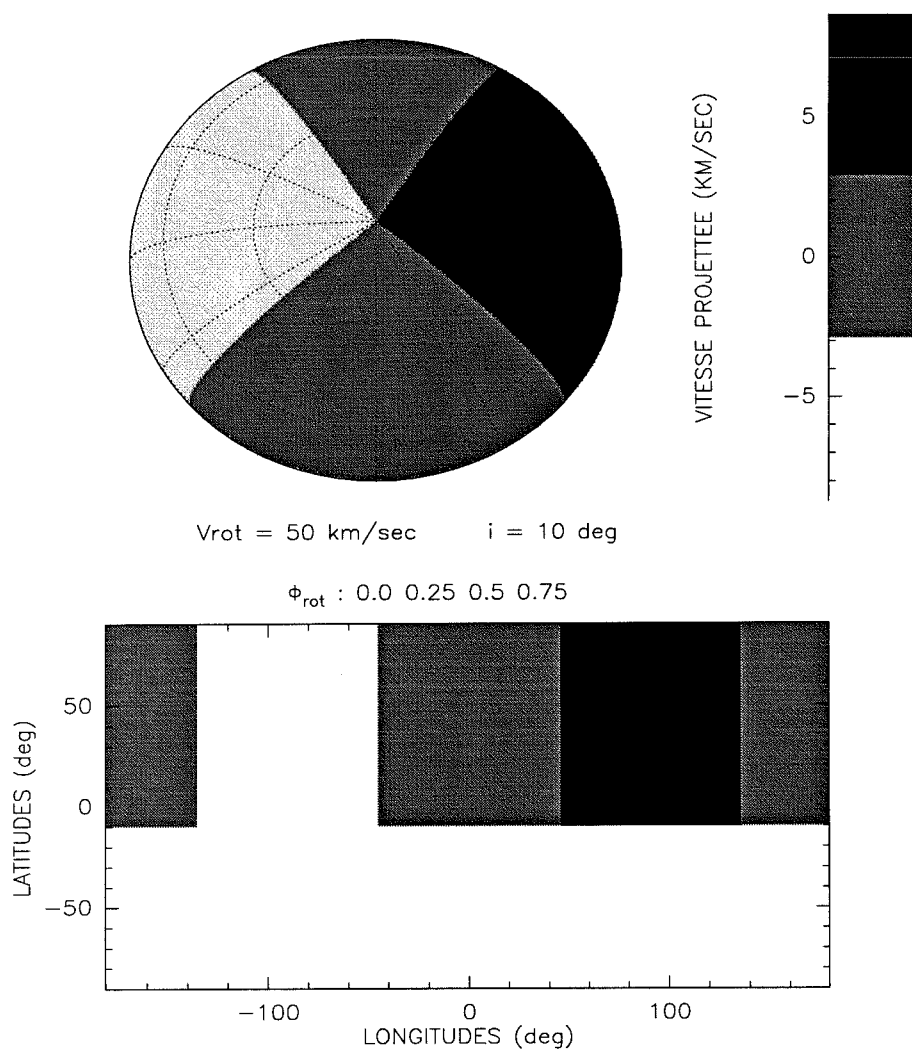


FIG. 2.15 - *Même figure que précédemment pour un angle d'inclinaison de 10° , en conservant toutes les autres quantités.*

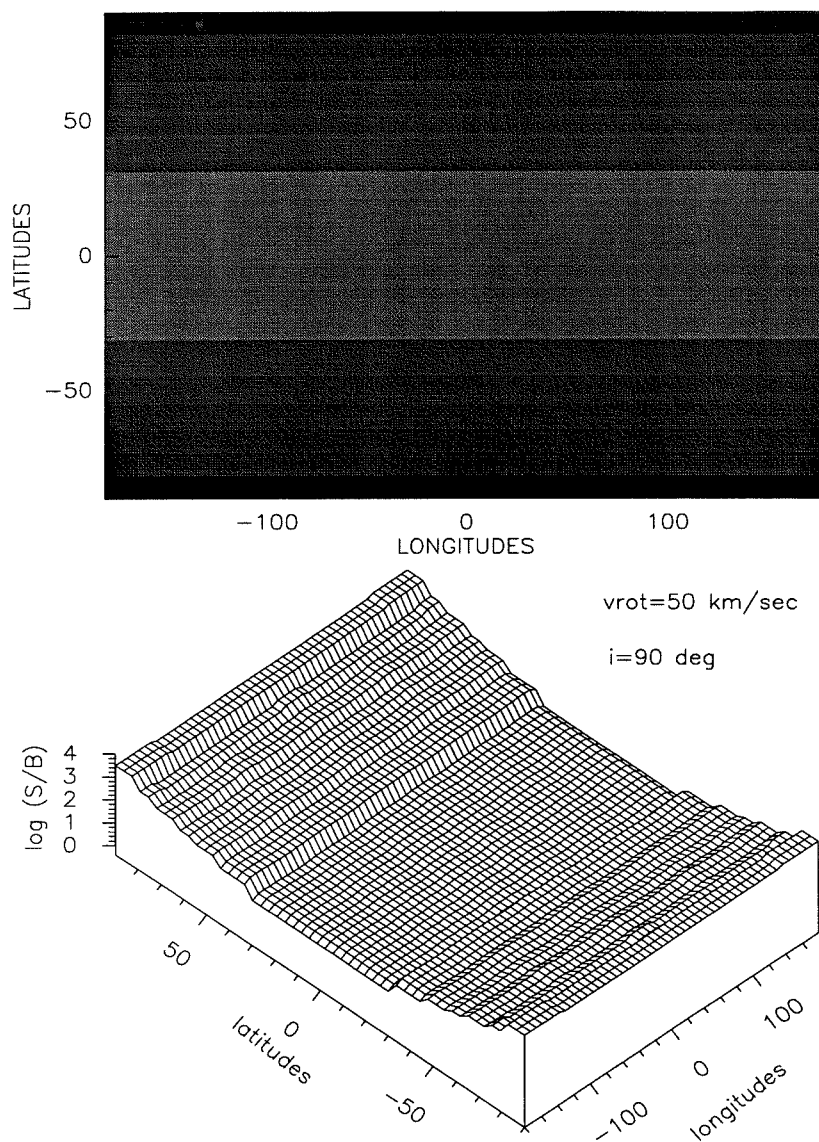


FIG. 2.16 - Carte des cellules de rapport de signal à bruit requis pour discerner les cellules, pour les mêmes caractéristiques des figures précédentes, avec un angle d'inclinaison de 90° .

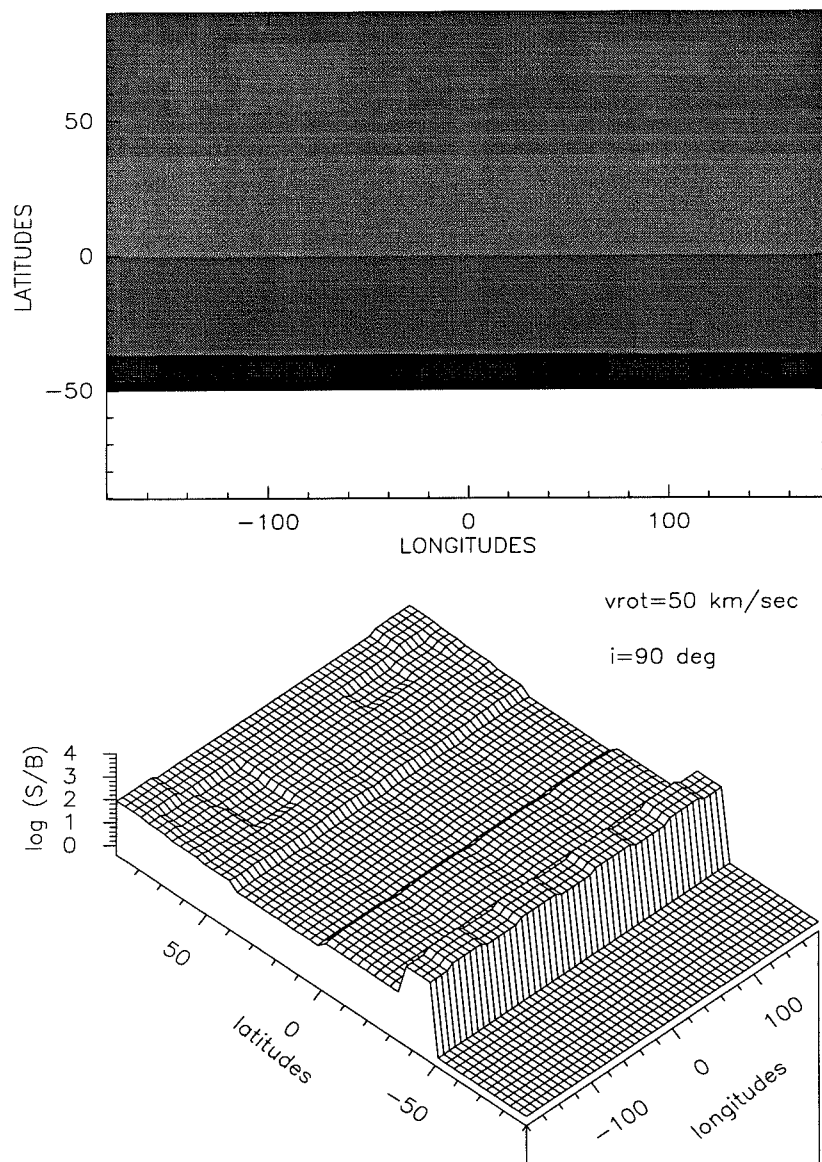


FIG. 2.17 - Carte des cellules de rapport de signal à bruit requis pour discerner les cellules, pour les mêmes caractéristiques des figures précédentes, avec un angle d'inclinaison de 50° .

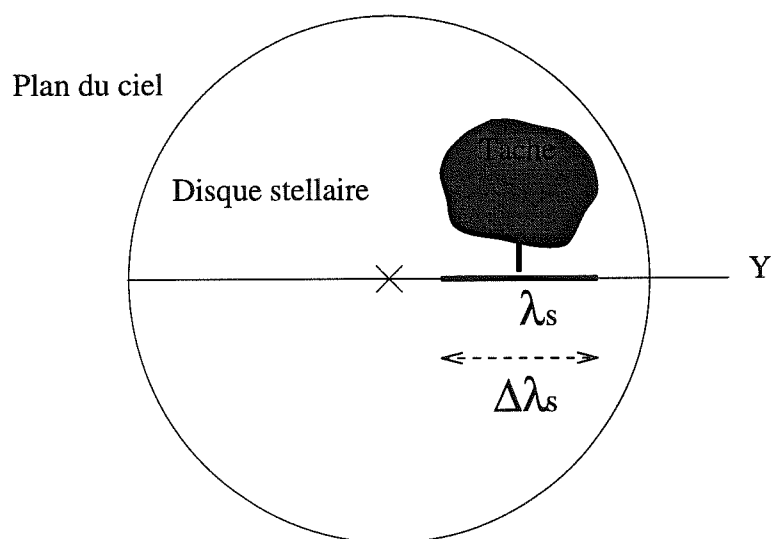


FIG. 2.18 - *Projection d'une tache sur le plan du ciel. L'extension radiale, projetée sur l'axe de décalage Doppler, va déterminer l'ensemble des longueurs d'onde pour lesquelles l'intensité dans le profil de raie est perturbée par la tache.*

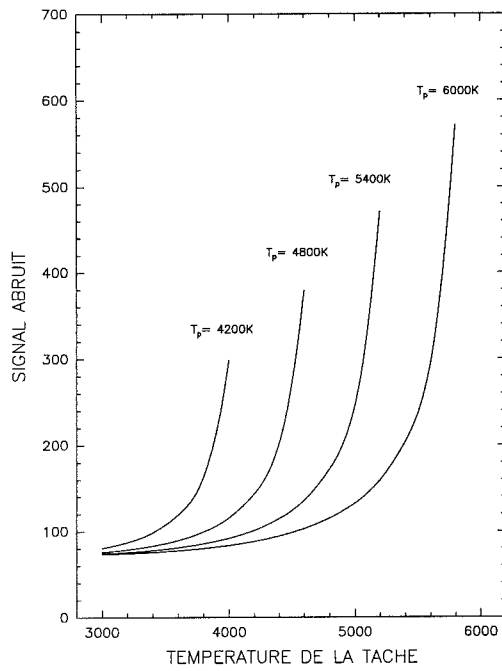
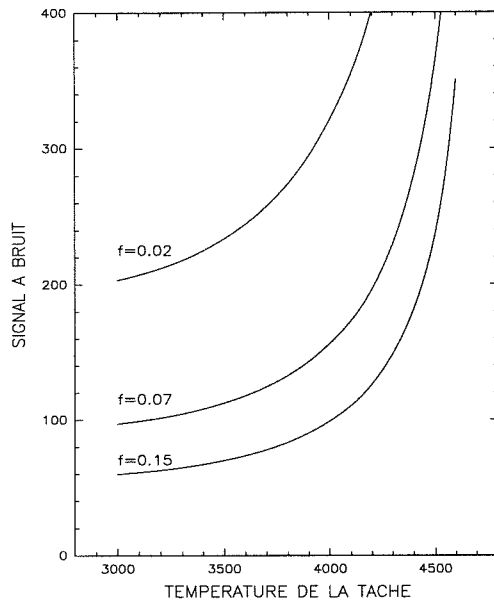


FIG. 2.19 - Rapport du signal sur bruit minimum (normalisé à la valeur D_e) pour détecter à $3 \sigma_B$, un élément résolu (de surface projetée f_e , voir texte) dont la température est portée en abscisse. Le calcul est mené pour des valeurs différentes de la températures photosphériques T_p . Ces courbes correspondent à une résolution de 30000, et une vitesse projetée maximale de 50km/s, une largeur équivalente photosphérique de 0.2\AA , et pour un rapport de largeur équivalente constant égal à 1.

V410 Tau



HDE 283572

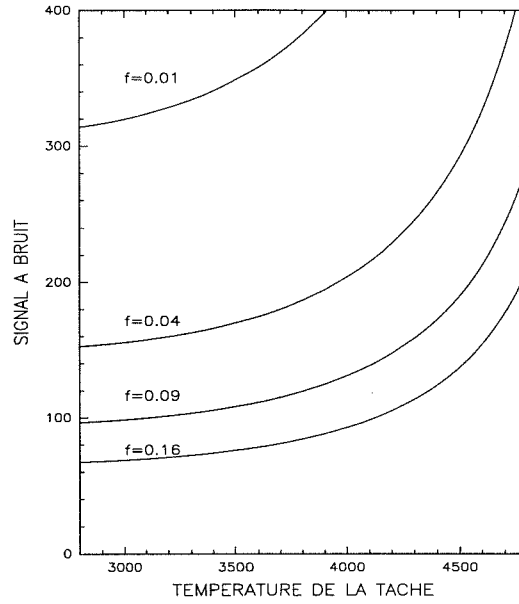


FIG. 2.20 - Ordre de grandeur du rapport du signal sur bruit minimum pour détecter des taches de surface projetée minimale, pour les données des deux étoiles TTauri étudiées ($S/B \simeq 50 - 150$). V410Tau, observée avec AURELIE ($R = 32000$), a une vitesse projetée de $\simeq 70$ km/s. Pour un élément résolu de base ($f = 0,02$), le rapport du signal sur bruit minimum excède la qualité de nos données. Il faut dégrader la résolution d'un facteur deux à trois ($f = 0,15$) pour tomber dans la gamme où 50 à 100 comme valeur du rapport du signal sur bruit devient suffisant. HDE 283572, observée avec MUSICOS ($R = 38000$), a une vitesse projetée est de 80 km/s. La résolution obtenue pour cette étoile étant supérieure, pour détecter une cellule élémentaire de base, il faut en ordre de grandeur un rapport du signal sur bruit une fois et demi supérieur au précédent. Comme nous avons le domaine de rapport du signal sur bruit, la dégradation de la résolution est d'un facteur trois ($f = 0,09$) à quatre ($f = 0,16$).

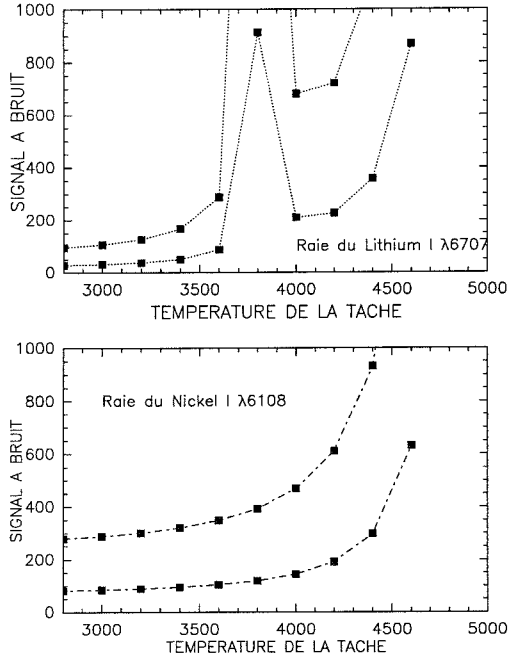


FIG. 2.21 - Applications à $V410$ Tau ($T_{eff} = 4800K$) observé avec le spectrographe AURELIE. Rapport du signal sur bruit minimum pour détecter (à $3\sigma_B$) courbes supérieures : un élément résolu ($f = 0,02$), courbes inférieures : trois éléments résolus ($f = 0,15$) pour la raie du Lithium neutre (graphe du haut), et en guise de comparaison, pour la raie du Nickel neutre à 6108\AA . La variation de largeur équivalente de la raie du Lithium neutre contraire à celle du continu a pour effet d'augmenter le rapport du signal sur bruit nécessaire pour détecter des structures de températures supérieures à 3600 K . La raie du Lithium dans ce cas est un senseur des structures photosphériques les plus froides.

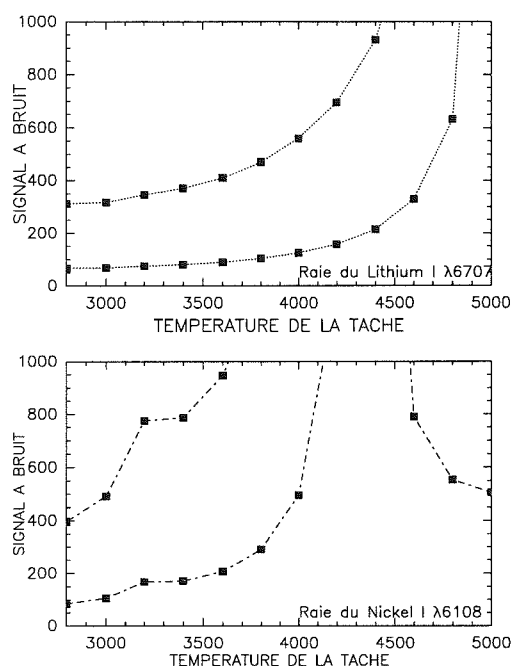


FIG. 2.22 - Même figure que précédemment mais calculs effectués pour HDE 283572 ($T_{eff} = 5300K$) observé avec le spectrographe MUSICOS. Cette fois, la raie du Nickel devient tout à fait impropre à l'étude de l'analyse Doppler, la variation de la largeur équivalente rentrant en compétition avec le continu dans la gamme de température considérée. Par contre pour le Lithium, le rapport des continus excède largement la variation de largeur équivalente, ce qui la rend intéressante pour ce type de photosphère.

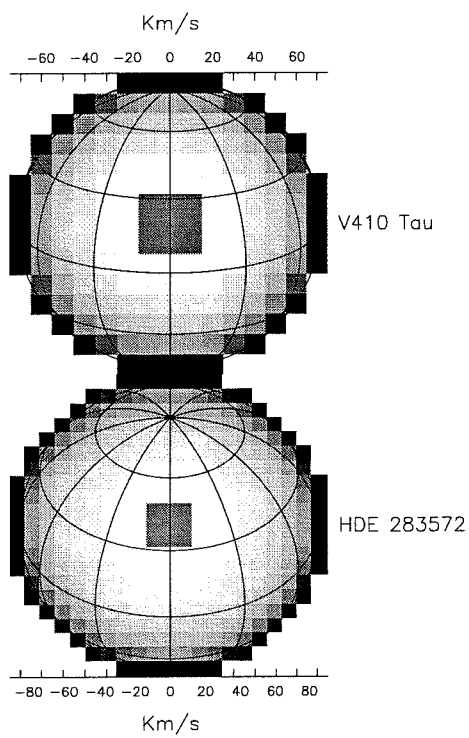


FIG. 2.23 - *Résolution spatiale des deux étoiles TTauri étudiées. Les labels sur les axes supérieurs et inférieurs sont les composantes de vitesses radiales résolues. L'élément central (grisé) correspond à la cellule élémentaire effective que l'on peut résoudre avec le rapport du signal sur bruit de 50-100.*

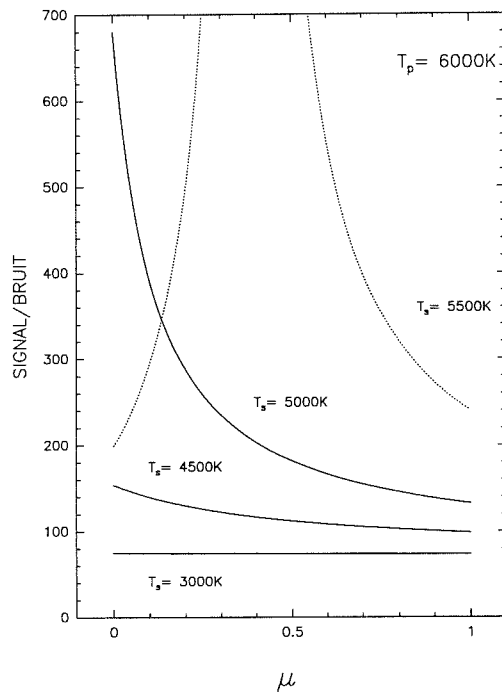


FIG. 2.24 - Effet de l'assombrissement centre-bord pour la détection des taches, avec les mêmes paramètres que ceux de la figure 2.19 pour une température effective photosphérique ($T_p = 6000K$) et différentes températures de taches T_s . L'effet est déterminant pour les taches $\Delta T \simeq 500K$ et négligeable pour les taches les plus froides.

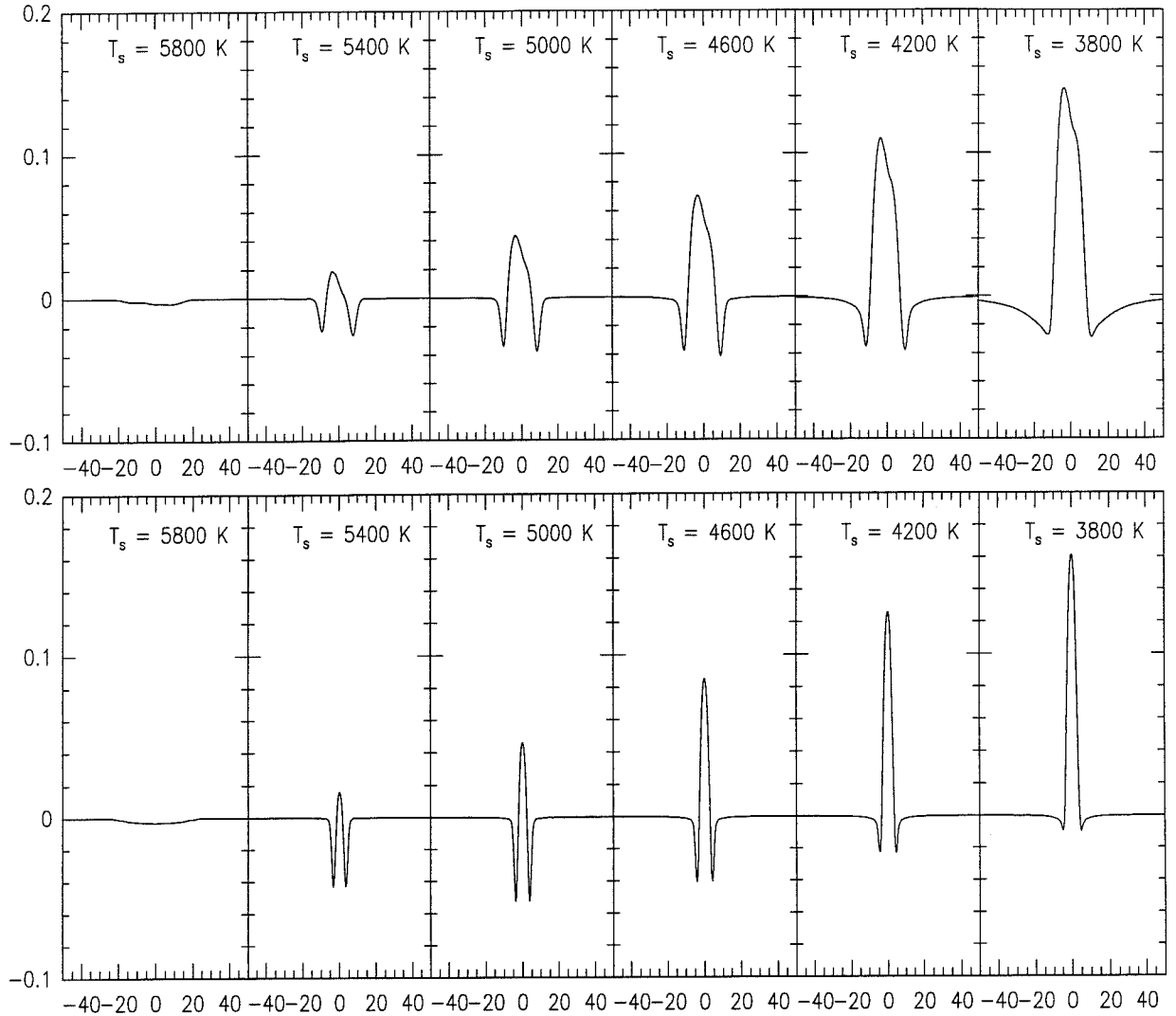


FIG. 2.25 - Déformations locales dues à la tache pour le doublet du Lithium neutre $\lambda 6707\text{\AA}$ (graphes du haut) et pour la raie du fer neutre $\lambda 6400\text{\AA}$, pour une photosphère de 6000K et différentes températures de taches. En abscisses sont portées les vitesses (km/s) et en ordonnées les déformations en unité du continu normalisé à 1. La surface projetée de la tache est de 0.3, pour ces deux exemples. Dans les deux cas, l'augmentation de la largeur équivalente avec la température, se fait en partie dans les ailes de raie, ce qui se traduit par deux composantes en absorption. La raie du Lithium étant plus optiquement épaisse que la raie du Fer, les composantes en absorption pour le Lithium seront relativement plus importantes. Pour les deux raies, la composante centrale en émission devient de plus en plus majeure au fur et à mesure que le rapport des intensités décroît.

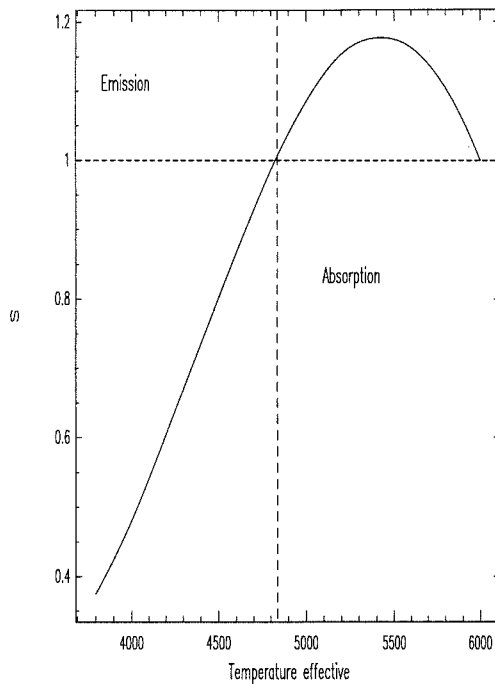


FIG. 2.26 - La déformation dans la raie due à la tache dépend du rapport de la variation du continu et de la variation de la largeur équivalente. La figure trace le rapport S défini dans le texte, pour la raie du fer neutre centrée à 6400 \AA , et pour une photosphère propre de température 6000K , en fonction de la température effective d'une tache plus froide. Si la largeur équivalente croît plus vite que le continu ne décroît (ici $T \geq 4640\text{K}$), à l'emplacement de la tache se produira une absorption dans le profil, si c'est le contraire qui se produit, il y aura une émission dans le profil ($T \leq 4640\text{K}$). On peut noter déjà, que l'amplitude de variation dans le premier cas de figure est confinée à un maximum de l'ordre de 20 %, alors que pour le second cas de figure, l'amplitude de variation dépasse 60 % pour les températures les plus basses. Il sera donc a priori plus facile de détecter les déformations lorsque ce régime se met en place.

Chapitre 3

Modèle paramétrique

3.1 Description générale du modèle paramétrique

3.1.1 Pavage du plan du ciel

Pour une modélisation paramétrique des structures à reconstruire, l'échantillonnage de la surface stellaire est dictée d'une part par la résolution instrumentale (cf premier chapitre) et la vitesse maximale projetée de l'étoile qui fixe l'échantillonnage le long de l'axe (Oy) ainsi que d'autre part par le choix (arbitraire) d'adopter des cellules d'égale surface projetée pour simplifier le calcul numérique des raies; cette contrainte fixe ainsi un échantillonnage identique pour les deux axes du plan du ciel (Oz) et (Oy). Pour chaque phase observée la grille est alors identique et c'est la projection des taches qui se modifie (voir chap. 4). Le plan du ciel est donc décrit par une grille régulière et carrée contenant N cellules élémentaires identiques et carrées. Soit (voir eq. 2.12) :

$$N = 4E \left(\frac{v_{rot} \sin i}{c} \mathcal{R} \right)^2. \quad (3.1)$$

3.1.2 Quelques formules géométriques

étoile

Une fois fixé le nombre d'éléments résolus le long de l'axe Doppler (Oy), le plan du ciel (Oyz) est pavé de N cellules élémentaires (voir fig. (3.1)).

Nous avons repris, pour cette partie II s'agit ensuite à partir des coordonnées plan de définir les coordonnées de chaque pixel dans le référentiel de l'étoile. On définit O

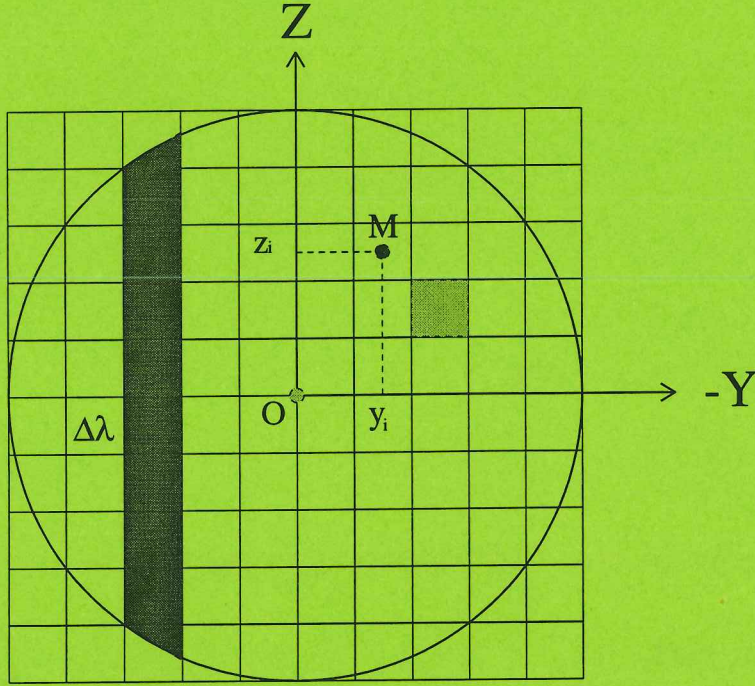


FIG. 3.1 - *Disque stellaire projeté sur le ciel. La partie ombrée correspond à une tranche de vitesse projetée constante.*

comme le centre de l'étoile, Ox l'axe pointant vers l'observateur, $(Ox'y'z')$ les axes dans le référentiel de l'étoile et on prend pour convention que l'axe de rotation (Ox') est incliné dans le plan (Oxz) d'un angle i par rapport à la ligne de visée. Dans le référentiel de l'observateur (resp. de l'étoile) les coordonnées sphériques sont β (resp. θ) pour la colatitute et γ (resp. ϕ) la longitude comptée à partir de l'axe Oz (resp. de l'axe Oz'). La vitesse projetée d'un point M à la surface de l'étoile, correspond à la composante suivant Ox :

$$v_{proj} = \vec{u}_x \cdot (O\vec{M} \wedge \vec{\Omega}) = v_{rot} \sin i y \quad (3.2)$$

où v_{rot} est la vitesse de rotation stellaire équatoriale. (voir fig. (3.1) et fig. (3.2)).

$$v_{proj} = v_{rot} \sin i \frac{y}{R_*} \quad (3.3)$$

$$v_{proj} = v_{rot} \sin i \sin \beta \sin \gamma = v_{rot} \sin i \sin \theta \sin \phi. \quad (3.4)$$

en fonction de la longueur d'onde, on obtient

$$\Delta\lambda = \lambda \frac{v_{rot} \sin i}{c} \frac{y}{R_*} \quad (3.5)$$

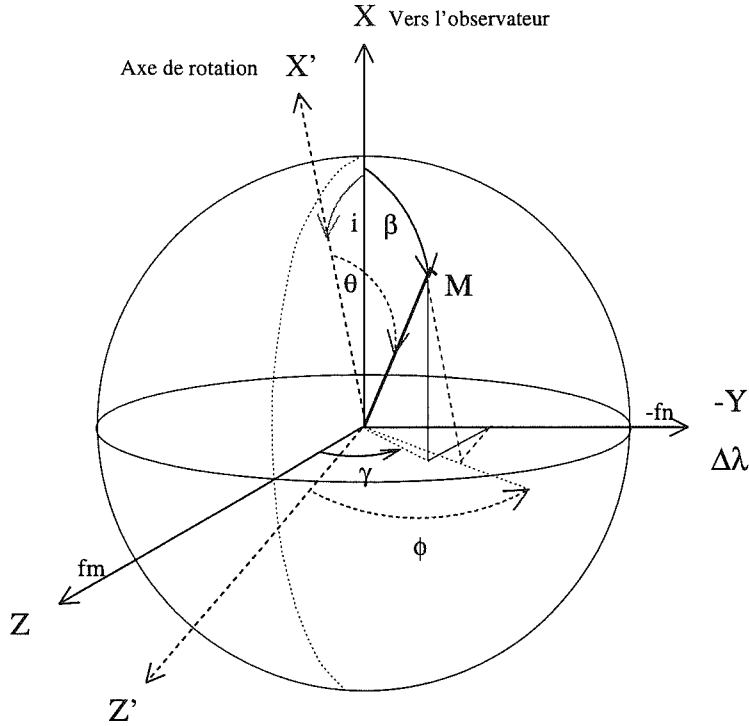


FIG. 3.2 - *Systèmes de coordonnées utilisés*

Le changement de coordonnées dans le référentiel de l'observateur s'effectue par les transformations suivantes :

$$\beta_i = \arcsin \left(\sqrt{y_i^2 + z_i^2} \right), \quad (3.6)$$

et

$$\gamma_i = \arctg \left(\frac{y_i}{z_i} \right). \quad (3.7)$$

et dans le référentiel de l'étoile :

$$\theta_i = \arccos(\cos \beta_i \cos i + \sin i \cos \gamma_i \sin \beta_i), \quad (3.8)$$

$$\phi' = \arctg \left(\frac{\sin \gamma_i \sin \beta_i}{-\cos \gamma_i \sin \beta_i \cos i + \cos \beta_i \sin i} \right). \quad (3.9)$$

Pour que des longitudes de l'hémisphère visible par l'observateur soit comprises entre $(-\pi, \pi)$, on définit finalement par convention :

$$\phi_i = \pi - \phi'_i \quad (3.10)$$

La condition pour que la cellule appartienne au disque stellaire est simplement :

$$\sqrt{y_i^2 + z_i^2} \leq R_* \quad (3.11)$$

taches

Pour déterminer si les cellules appartiennent à une tache dont le centre est θ_0, ϕ_0 , et possédant une rayon angulaire Θ_0 , il suffit de vérifier que la latitude θ_s de la cellule dans le référentiel de la tache est inférieure à l'angle maximal d'ouverture $(\Delta\theta_0)_{max}$:

$$\theta_s \leq \delta\theta_{max} \quad (3.12)$$

où

$$(\Delta\theta_0)_{max} = \frac{\Theta_0}{2R_*}. \quad (3.13)$$

et,

$$\theta_s = \arccos(\sin \theta \cos(\phi - \phi_0) \sin \theta_0 + \cos \theta \cos \theta_0). \quad (3.14)$$

3.1.3 Principe du modèle paramétrique

Pour les raisons explicitées dans le chapitre précédent, nous avons choisi d'adopter un modèle paramétrique pour imager la surface photosphérique et donc la cartographie en brillance. Nous avons adapté le modèle géométrique conçu par Bertout (1979), appliqué à l'étude des raies issues de l'expansion sphérique des enveloppes. La géométrie du problème est décrite dans la section précédente et la physique liée au transfert dans l'annexe A et dans le chapitre précédent. Nous développons essentiellement ici, l'algorithme de reconstruction et les adaptations spécifiques liées à celui-ci.

La paramétrisation des taches se fait en introduisant *a priori* un certain nombre de taches dont les paramètres seront contraints par une minimisation de type moindre carré, lors de la comparaison des observations aux modèles théoriques de raies issues de la configuration photosphérique. On choisit de fixer la géométrie des taches dans le référentiel de l'étoile à une calotte sphérique (ou bien à un anneau), d'une part parce qu'en première approximation la géométrie des taches solaires n'est pas trop éloignée de celle-ci, d'autre part parce que cela limite le nombre de paramètres libres, et enfin parce que la résolution spectrale et le signal à bruit disponibles sur nos données ne permet pas de retrouver le détail très fin de la géométrie des structures. Cela n'exclut pas la possibilité de reconstruire des taches de géométrie différente, dans la mesure où une combinaison de taches sphériques suffit à rendre compte d'une géométrie éventuellement différente.

Les paramètres pour chaque tache sont au nombre de 4 : le rayon angulaire, la colatitude et la longitude du centre de la tache dans le référentiel de l'étoile, ainsi que

la température. Le choix initial des axes de référence peut être quelconque, puisque seule compte l'évolution différentielle des déformations d'un profil à un autre pour recouvrer les structures. On choisit généralement pour méridien origine (longitude nulle) celui pour lequel l'étoile sera vue à son minimum de brillance.

Le plan du ciel est régulièrement découpé en N_{cel} cellules carrées identiques dont la taille physique est définie à partir de la résolution instrumentale, et il reste fixe tout au long du calcul. Le programme teste une à une ces cellules pour déterminer leur appartenance à la photosphère propre ou à l'une des taches en utilisant les formules de l'annexe B. Un test supplémentaire vérifie qu'un pixel déjà alloué à une tache ne peut pas appartenir à une autre tache. La vitesse projetée associée à ces cellules est responsable du décalage Doppler $\Delta\lambda$ du profil local d'absorption $P(\lambda)$. L'équation intégrale de la raie est

$$M(\lambda) = \frac{\int I_c P(\lambda - \Delta\lambda) \cos \beta ds}{\int I_c \cos \beta ds} \quad (3.15)$$

où I_c est l'intensité du continu, β l'angle entre l'axe de visée et le rayon vecteur d'un point à la surface et $\cos \beta ds$ la surface élémentaire projetée sur l'axe de visée. En se plaçant sur le plan du ciel, la surface élémentaire projetée est directement la surface d'une cellule et la raie discrétisée s'écrit

$$M(\lambda, a_l) = \frac{\sum_{l=1}^{N_{cel}} I_l P_l(\lambda_k^j)}{\sum_{l=1}^{N_{cel}} I_l} \quad (3.16)$$

où I_l est le continu (tenant compte de l'assombrissement centre-bord) émis par la l -ième cellule de température T_l .

Les profils intrinsèques calculés par le code numérique de transfert radiatif de Gustaffson ont été préalablement tabulés (voir section suivante) pour avoir à traiter des interpolations de coefficients en fonction de la température et éviter ainsi d'intégrer au processus de reconstruction, le calcul de transfert radiatif, ou le stockage complet des profils locaux calculés numériquement.

Le passage à la configuration des taches à une phase rotationnelle ultérieure se fait en modifiant la longitude du centre des taches ($\phi_T + \Delta\phi_{rot}$). Ce qui revient à faire tourner l'étoile et ses taches sur un plan du ciel fixe. Pour chaque phase rotationnelle, on calcule les raies théoriques qui en résultent ainsi que les dérivées numériques par rapport aux paramètres, ce qui permet d'estimer leur influence sur le sens et l'amplitude de déformation en chaque point des profils de raie. Ces dérivées servent au calcul de la matrice d'Hessien, dans le processus d'ajustement des paramètres. C'est donc au terme du calcul des raies et dérivées effectué sur l'ensemble du domaine

en phases, que les raies théoriques sont assemblées en vecteur pour être comparées aux données.

3.1.4 Algorithme d'inversion

La dépendance des données synthétiques aux paramètres des taches n'est pas linéaire, ni monotone. Nous avons donc adopté et modifié la méthode de Levenberg-Marcquardt (LM), particulièrement adaptée aux modèles non linéaires, pour minimiser la fonction de mérite χ^2 , dépendante des paramètres libres a_l , qui est définie par

$$\chi^2(a_l) = \sum_{i=1}^{N_{pha}} \sum_{j=1}^{N_{raie}} \sum_{k=1}^{N_{\lambda_k^j}} \frac{[M_i(\lambda_k^j, a_l) - D_i(\lambda_k^j)]^2}{\sigma_{ijk}^2} \quad (3.17)$$

où N_{pha} est le nombre de phases observées, N_{raie} le nombre de raies et $N_{\lambda_k^j}$ le nombre de points résolus dans la k ème raie. M est le vecteur modèle dépendant des paramètres a_l et D celui des données, auxquelles est associée pour chaque composante un poids $1/\sigma$ proportionnel au signal à bruit (inverse de la variance).

Pour circonscrire un espace de recherche du vecteur constitué des nouveaux paramètres a_l^{next} , on approxime χ^2 par son développement de Taylor au second ordre autour des paramètres d'essai a_l^{try}

$$\chi^2(a_l^{next}) = \chi^2(a_l^{try}) + \nabla \chi^2(a_l^{try}) \cdot (a_l^{next} - a_l^{try}) + \frac{1}{2} (a_l^{next} - a_l^{try}) \overline{H} (a_l^{next} - a_l^{try}) \quad (3.18)$$

où \overline{H} est la matrice d'Hessian, dont les composantes sont constituées des dérivées secondes du χ^2 par rapport aux paramètres. Le gradient de la forme quadratique précédente est aisément obtenu

$$\nabla \chi^2(a_l^{next}) = \nabla \chi^2(a_l^{try}) + \overline{H} (a_l^{next} - a_l^{try}) \quad (3.19)$$

Si les paramètres a_l^{next} sont bien les paramètres qui minimisent la fonction de mérite, alors ils sont donnés par l'inversion de la matrice Hessian :

$$a_l^{next} = a_l^{try} - \overline{H}^{-1} \nabla \chi^2(a_l^{try}) \quad (3.20)$$

Dans le cas où la solution est encore loin, alors l'alternative consiste à utiliser la méthode de la plus grande pente du χ^2 . Cela consiste à choisir le jeu de paramètres suivant en descendant le gradient de la fonction de mérite

$$a_l^{next} = a_l^{try} - C \overline{I} \nabla \chi^2(a_l^{try}) \quad (3.21)$$

où C est une constante de proportionnalité et \bar{I} la matrice identité. LM proposent une expression pour basculer continûment de la première expression à l'autre, en notant que C dans la seconde expression doit avoir la dimension du carré de a_l pour assurer la non-dimensionnalité de la fonction de mérite. Or l'inverse des éléments diagonaux de la matrice \bar{H} introduisent naturellement cette dimension. Ils proposent donc l'expression d'inversion suivante

$$a_l^{next} = a_l^{try} - \bar{H}^{-1} \nabla \chi^2(a_l^{try}) \quad (3.22)$$

avec $\bar{H} = \bar{H} + C\bar{I}$ Lorsque la valeur de C est très grande, la matrice \bar{H} tend vers une matrice diagonale et on retrouve la formule de la descente selon le gradient de plus grande pente ; inversement, pour des valeurs qui tendent vers zéro, on retrouve la première formulation appropriée lorsque la solution est proche.

Chaque iteration du code comprend les opérations suivantes.

1. A partir d'une configuration de taches image de la photosphère, on calcule les modèles de raie associées, sur l'ensemble des phases observées.
2. on calcule la fonction de mérite χ^2 pour des valeurs de départ de paramètres $\chi^2(a_l^{try})$
3. On choisit au départ une petite valeur de C (10^{-3}) On résoud le système d'équations linéaires donnant le prochain jeu de paramètres, et on calcule le nouveau $\chi^2(a_l^{next})$
4. si le nouveau χ^2 est plus grand que l'ancien, alors la solution est encore loin et on accroît la constante C d'un facteur 10 et on recommence l'opération à 1
5. Si au contraire le χ^2 a diminué, on décroît C par un facteur 10, et si la valeur obtenue pour la fonction de mérite est plus grande que le χ^2 voulu, alors on adopte le nouveau jeu de paramètres et on recommence à 1.
6. Si on a atteint la valeur du χ^2 voulu (limite du bruit), le processus a convergé vers une solution pour les paramètres des taches. L'inverse de la matrice d'Hessian donne alors l'estimation de la matrice de covariance des erreurs standard commises sur les paramètres, si les erreurs sur les données suivent une distribution normale. Or le bruit des données spectroscopiques suivent plutôt la statistique de Poisson (les incertitudes de mesure sont dues au nombre de photons reçus sur le temps de pose), et dans ce cas, cette matrice n'est pas

directement utilisable comme élément d'informations sur les incertitudes sur la valeur des paramètres. Pour obtenir ce type d'informations, il est préférable soit de le faire plus itérativement, en calculant le χ^2 obtenu en modifiant la valeur d'un paramètre et voir s'il diffère significativement ou si au contraire cette modification ne change pas notablement le χ^2 . En modifiant les paramètres des taches, obtenus à l'issue d'une première reconstruction, avant de relancer le programme, c'est en effet la validité des premiers résultats que l'on teste et si le nouvel modèle redonne les mêmes paramètres la fiabilité des résultats est bonne, et si les paramètres des taches sont très différents alors on compare la valeur des deux χ^2 pour sélectionner les résultats ; si les paramètres ne convergent pas exactement vers la même valeur mais sont proches avec un χ^2 comparable, cela donne précisément l'incertitude de la détermination des paramètres.

En toute rigueur les composantes de la matrice \overline{H} contiennent les dérivées secondes de la fonction de mérite en plus des dérivées premières croisées. Cependant, on peut noter que les dérivées secondes sont pondérées par la somme des différences des données aux données synthétiques. Proche de la solution, ces différences correspondent aux incertitudes de mesure sur chaque point dont la somme doit s'annuler du fait du signe aléatoire des incertitudes de mesure. Donc, en pratique seules les dérivées premières sont calculées, ce qui réduit considérablement le temps de calcul et assure du même coup la stabilité du processus d'inversion lorsque on est loin de la solution. En fait, la matrice d'Hessian définit le "chemin" pour minimiser la fonction mais sa définition exacte n'influe pas sur l'obtention des paramètres finaux, puisque le critère sélectif repose sur la valeur du gradient.

Pour éviter les pivots nuls lors de l'inversion de la matrice d'Hessian, on adopte une décomposition en valeurs singulières, à la place de la méthode de Gauss-Jordan. Cette précaution permet de traiter efficacement des inversions pour lesquelles les paramètres des modèles jouent des rôles très différents. Cela permet donc d'assurer une continuité dans l'ajustement de tous les paramètres des taches.

On ajoute aussi une routine qui tient compte du domaine limité de variation des paramètres pour éviter de calculer des modèles qui n'auraient aucun sens ; le rayon doit être positif et inférieur ou égal au diamètre angulaire de l'étoile, la température doit rester positive, la colatitude doit être entre 0 et 180 ° et la longitude entre 0 et 360 °. Même si pour ces deux derniers paramètres une très large incrémentation ne pose normalement pas de problème lors du calcul des modèles de raie puisqu'interviennent des fonctions circulaires qui les renormalisent, la crédibilité de l'inversion

est sévèrement remise en doute. Cette routine de contraintes de paramètres s'inscrit naturellement dans le schéma d'inversion décrit précédemment puisque si les incréments trouvés sur les paramètres sont trop grands cela veut tout simplement dire que la solution est encore loin et de ce fait on incrémente la constante C d'un facteur 10, sans calculer le modèle pour des valeurs farfelues.

On a adapté également le programme pour insérer le fait que seules des dérivées numériques sont calculées, pour estimer la matrice d'Hessian.

Pour gérer au mieux l'introduction du nombre de taches initiales on procède itérativement. On commence par injecter une seule tache et on détermine les valeurs des paramètres qui ajustent au mieux les observations, avec une certaine valeur du χ^2 . Si cette valeur est supérieure à celle qui est fixée par la qualité des données, cela veut donc dire qu'une seule tache est insuffisante pour ajuster correctement l'ensemble des données. On recommence alors la recherche des paramètres pour deux nouvelles taches et on teste à nouveau la valeur du nouveau χ^2 . On recommence autant de fois qu'il est nécessaire, jusqu'à obtenir une solution satisfaisante.

Les valeurs initiales des paramètres libres sont estimées *a priori* de façon empirique par l'emplacement la plus nette d'une déformation dans les raies pour une phase. On a vu précédemment que généralement la présence d'une tache froide provoque une émission dans le profil. Il est alors naturel d'utiliser comme conditions initiales pour la position des valeurs de longitude et colatitudes qui donnent une vitesse à proximité de la vitesse à laquelle une déformation apparaît dans le profil de raie.

Pour tester la stabilité de la solution finale obtenue, on modifie les valeurs des paramètres obtenus au terme du processus d'ajustement pour s'assurer qu'il ne s'agit pas d'un minimum local mais d'un vrai extremum.

3.1.5 Paramétrisation des raies locales

Il est indispensable de découpler la partie concernant le transfert radiatif du processus de reconstruction de la surface, essentiellement pour minimiser le temps de calcul. La première étape étant la paramétrisation des raies locales en fonction de la position sur le disque (influence de l'assombrissement centre-bord) et de la température, voire de l'abondance si nécessaire. Cependant, l'abondance ne constitue pas un paramètre libre pour la reconstruction de la surface. En ce qui concerne les étoiles T Tauri, l'abondance à la surface est en effet supposée homogène. De fait, les enveloppes des TTs sont convectives, et la redistribution des éléments à la

surface peut s'effectuer normalement ; contrairement aux étoiles Ap dont les couches externes sont radiatives, ce qui rend la diffusion sélective des éléments possible. Nous n'avons pas considéré cet effet qui pourrait cependant jouer un rôle.

L'annexe A contient quelques rappels succincts sur le transfert radiatif (A.2) et les différentes causes d'élargissement des raies (A.1). Nous n'en parlerons donc pas davantage ici.

Profils théoriques

On utilise le code de Gustafsson, propre aux atmosphères d'étoiles de type spectral tardif ($T_{eff} \leq 6000K$), pour calculer les profils de raies intrinsèques (i.e. non élargie par la rotation). Le code n'incluant pas les opacités moléculaires, on ne peut donc guère descendre avec confiance en-dessous de la température effective de 3800K, ce qui laisse quand même une plage de variation raisonnable. Les hypothèses de ce code sont usuelles : l'atmosphère est à géométrie plan-parallèle, et à l'équilibre thermodynamique local (Bell et al., 1976).

Les paramètres fixes en regard de la reconstruction pour le calcul des raies sont la gravité, la vitesse de micro-turbulence, l'abondance de l'élément, ainsi que la métallicité.

La gravité est calculée en fonction des estimations de masse et rayon de l'étoile ; avec les caractéristiques typiques des TTS $\log(g) \simeq 3.8$ ($\log g$ peut varier pour les TTs entre 3,2 et 4,7).

Les abondances des étoiles T Tauri sont compatibles avec une abondance solaire, excepté pour le lithium qui possède une abondance plus proche de celle du milieu interstellaire.

On a adopté une vitesse moyenne de micro-turbulence de 2km/s ; ce paramètre dans la gamme de 0.5 km/s et 3km/s ne joue pas un grand rôle dans la forme des profils de raie, surtout pour les raies fortes dominées par l'absorption dans les ailes de raies qui dépendent surtout du paramètre d'amortissement.

La détermination (ou choix) des précédents paramètres sont bien sûr sujets à caution (manque de contraintes indépendantes de chacun de ces paramètres) ; et il faudrait faire une étude des limites de chacun de ces paramètres pour voir jusqu'à quel point ils peuvent fausser la reconstruction finale.

Pour paramétrer les raies en ajustant un modèle aux raies théoriques calculées numériquement et obtenir ainsi une tabulation facilement utilisable dans le programme de reconstruction, on utilise la formulation de Milne-Eddington. Cette

dernière est une résolution analytique de l'équation de transfert de rayonnement, moyennant quelques hypothèses sur la fonction source assimilée au rayonnement d'un corps noir variant linéairement avec la profondeur optique du continu (voir A.2 et Mihalas, 1975). Dans ce cadre, on peut décrire la profondeur de raie par :

$$A(\lambda) = A_0 \frac{\beta_0 H(\alpha, v)}{1 + \beta_0 K(\alpha, v)} \quad (3.23)$$

où $v = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}$ (voir annexe B) Cette expression va donc être utilisée pour ajuster les paramètres β_0 , $\Delta\lambda_D$, α , A_0 pour reproduire au mieux les profils calculés numériquement.

Pour traiter les mélanges de raies (on prend en compte les raies dont les longueurs d'onde sont incluses dans la raie considérée élargie par la rotation stellaire), on attribue à chaque raie les paramètres cités plus haut plus un autre qui correspond au décalage par rapport à la longueur d'onde centrale de la raie, ce qui permet plus de souplesse dans l'ajustement lorsque les raies locales se mélangent. En pratique ce dernier paramètre joue un rôle pour des raies très peu séparées (cas du doublet du lithium). Si N_r est le nombre de raies que l'on va considérer dans le profil local, on a $5N_r$ paramètres à ajuster par une méthode des moindres carrés. Pour délimiter les domaines d'influence de chaque raie individuelle ME, et ajuster ainsi les paramètres ME de chaque composante, on teste pour chaque λ la profondeur de raie de toutes les composantes et on adopte celle qui domine toutes les autres. C'est pour cette raison que l'ajustement est moins réussi aux intersections des composantes.

Comme illustration de la méthode, prenons le cas de la raie du calcium neutre centrée à 6102.722 Å, et qui possède plusieurs raies à proximité (Fer et Lithium, voir tables 3.1 et 3.2) mais toutes clairement séparées les unes des autres pour des températures de l'ordre de 5500 K. Cette raie est donc intéressante à utiliser car elle ne réduit pas la résolution spatiale, et comme lors de la rotation l'absorption due à chacune des raies se mélange et s'additionne, la profondeur de la raie apparente sera plus importante comparée à celle d'une raie unique et on augmente ainsi le signal à bruit sur lequel on travaille.

Ces paramètres obtenus pour différentes températures effectives et positions sur le disque ($\Delta T = 200K$, $\Delta\mu = 0.1$) servent ensuite de support pour l'interpolation dans le programme de reconstruction.

Il est à noter que, habituellement dans les techniques d'Imagerie Doppler appliquées à ce type de problème, les mélanges de raie ne sont pas pris en compte dans le calcul des profils de raies. Cela restreint l'analyse à des raies comportant

TAB. 3.1 - *Mélange des raies centré à 6103 Å*

#	El ^t	λ	E _{exc}	Log(gf)	N
1	FeI	6101.942	4,22	-2,61	7.48
2	FeI	6102.141	4,61	-1,95	7.48
3	FeI	6102.152	4,83	-0,82	7.48
4	CaI	6102.722	1,88	-1,00	6.36
5	FeI	6103.168	4,83	-0,94	7.48
6	FeII	6103.544	6,26	-2,46	7.48
7	LiI	6103.600	1,85	0,60	3.20

TAB. 3.2 - *Paramètres de ME ajustés pour le mélange de raies centrées à 6703 Å. La signification des paramètres est indiquée dans l'annexe A, excepté pour $\Delta\lambda_c$, qui correspond à un degré d'ajustement supplémentaire (sans signification physique) de la longueur d'onde centrale des raies individuelles composant le mélanges de raies.*

T_{eff}	λ_c	α	$\Delta\lambda_D$	β_0	$\Delta\lambda_c$	A_0
6000.	6101.940	.05	.18	.10	.00	1.38
	6102.150	.05	.04	3.92	.00	.64
	6102.720	.05	.01	40.69	.00	.66
	6103.170	.05	.05	2.56	.00	.65
	6103.600	.07	.06	1.81	.01	.21
5000.	6101.940	.05	.17	.00	.00	73.58
	6102.150	.04	.07	9.74	.00	.69
	6102.720	.05	.03	72.50	.00	.83
	6103.170	.04	.09	6.79	.00	.68
	6103.600	.07	.06	1.38	.00	.74
4000.	6101.940	.00	18.51	.03	-.01	287.70
	6102.150	.04	1.03	2.83	.00	1.05
	6102.720	.03	.01	15950.00	.00	.95
	6103.170	.00	38.54	26.71	.01	2.19
	6103.600	.06	.12	18.31	.00	.83

un minimum de raies à proximité, ce qui est difficile à trouver dans les spectres stellaires, et surtout dans les étoiles de type tardif. De plus, utiliser des mélanges de raie convenablement espacées (i.e. la différence des longueurs d'onde centrales est supérieure à la largeur à mi-hauteur des profils), peut être un choix judicieux pour accroître le signal à bruit.

Il est utilisé dans la littérature une autre paramétrisation des profils locaux dite

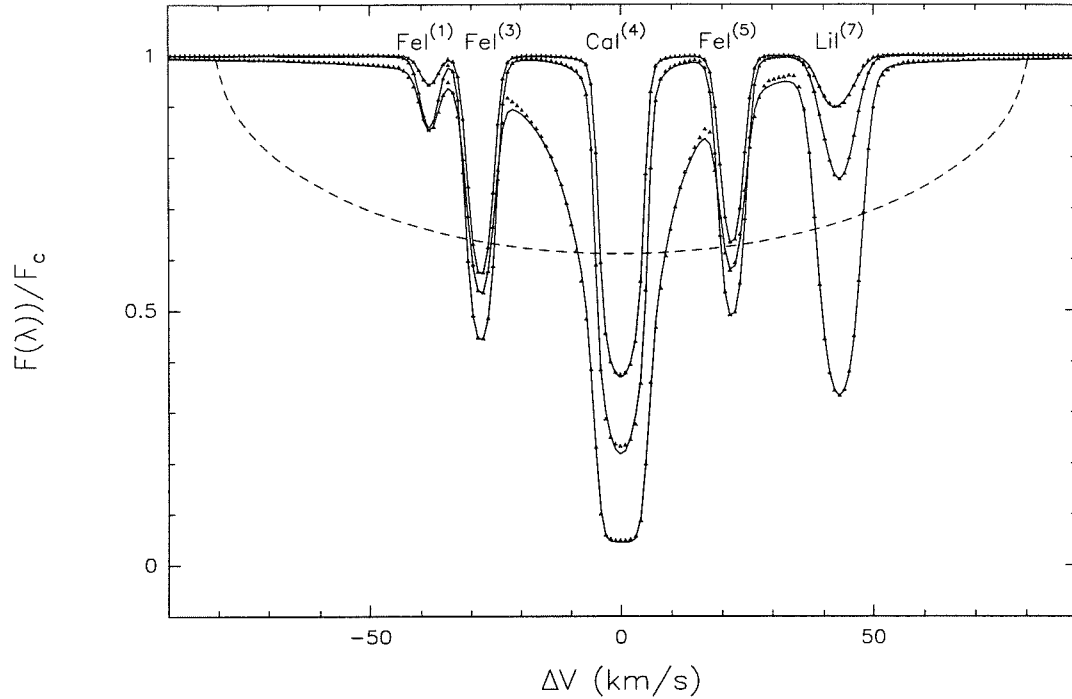


FIG. 3.3 - Ajustement des profils locaux (en trait plein) calculés avec le code de transfert radiatif de Gustafsson par des profils de ME (symboles) dont les paramètres sont données dans la table précédente. La courbe en trait pointillée correspond au profil de rotation pour une vitesse de 80 km/s. L'élément qui donne lieu à la raie est indiqué au-dessus de chaque absorption notable ; l'indice supérieur fait référence au numéro de la raie labellée dans la table 2.

de Minnaert modifiée (Goncharskij, 1982)

$$A(\lambda) = A_0(1 - \exp(-A_1\beta_0)) \frac{\beta_0 H(\alpha, v)}{1 + \beta_0 H(\alpha, v)} \quad (3.24)$$

Utilisée par Piskunov 1990, Wehlau, 1991. Cette paramétrisation utilise comme paramètres libres les constantes A_0 et A_1 pour ajuster au mieux les profils locaux sur le plus large domaine de l'épaisseur optique β_0 au centre de la raie. Bien que la forme de la raie paramétrique soit similaire à celle de ME, le choix des paramètres libres amoindrit l'adéquation aux profils théoriques. La signification physique des paramètres peut être interprétée comme suit : A_0 est la valeur au centre de la raie pour une raie infiniment optiquement épaisse ($\beta_0 \rightarrow \infty$), et A_1 est une constante d'adéquation pour obtenir le meilleur ajustement sur les profils théoriques.

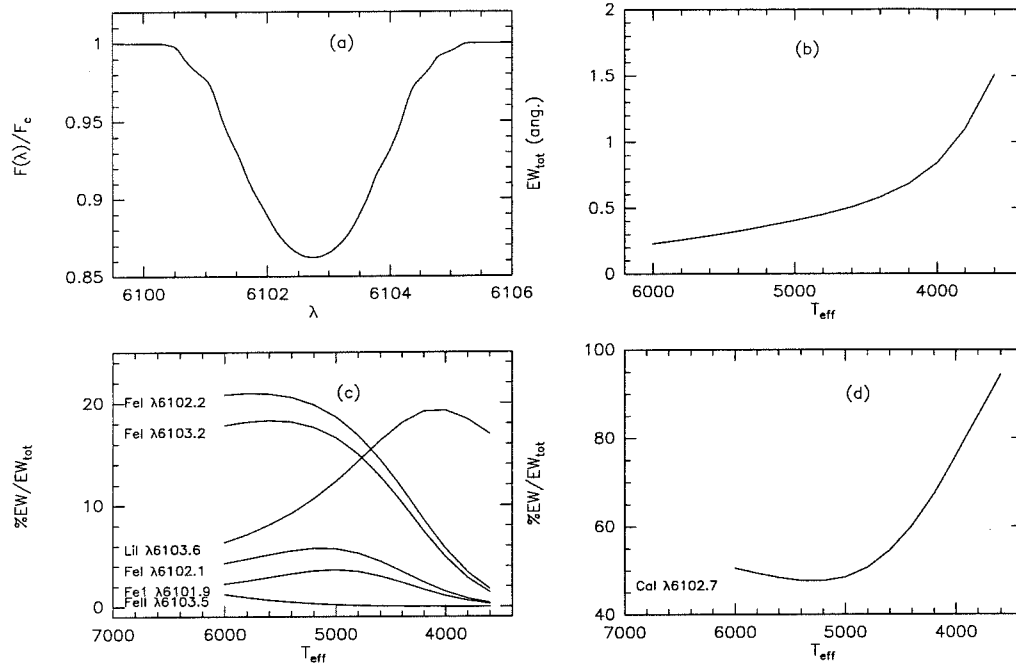


FIG. 3.4 - (a) : mélange de raies centré à 6103.4 Å élargi par rotation ($V_{rot} \sin i = 80 \text{ km/s}$). (b) : largeur équivalente totale de (a) en angströms. (c) : contribution des largeurs équivalentes des différentes raies en % de la largeur équivalente totale. (d) : même chose que pour (c) mais pour la raie du calcium neutre.

largeurs équivalentes

L'alternative à la paramétrisation des profils locaux, consiste à utiliser comme valeurs théoriques à ajuster la largeur équivalente. L'intérêt d'utiliser les largeurs équivalentes est ici un souci de simplicité et un gain de temps de calcul pour la reconstruction de l'image.

C'est en particulier cette option qui a été choisie pour certaines modélisations des étoiles Ap magnétiques (Wehlau et al., 1991, Hatzes et al., 1989). Dans ces étoiles comme la température à la surface est supposée homogène sur toute la surface de l'étoile, la seule origine des déformations des profils provient des inhomogénéités d'abondance. Donc on peut utiliser comme paramètre libre dans la reconstruction soit la largeur équivalente soit l'épaisseur optique dans la raie. Pour des raies optiquement minces, la correspondance entre le profil local et la largeur équivalente est directe puisque la forme est définie par un profil de Voigt.

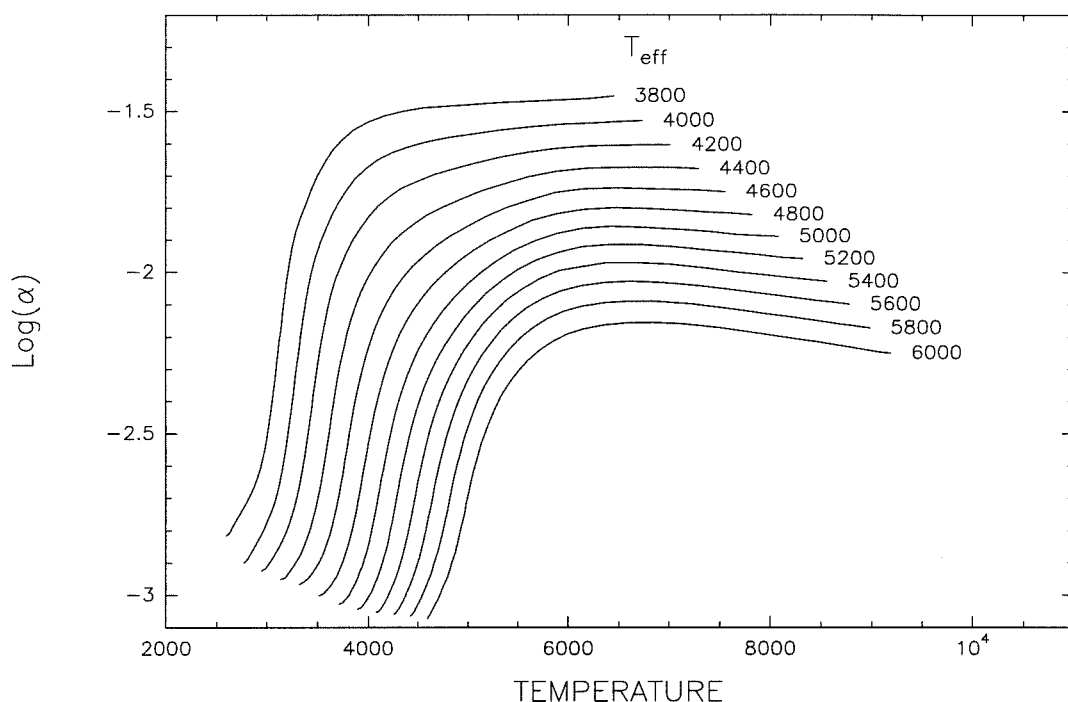


FIG. 3.5 - Valeur du facteur d'amortissement pour le doublet du lithium centré à 6707 \AA , tracé tout au long de la structure photosphérique pour différentes températures effectives. Le modèle de photosphère est tel que $\text{Log}(g) = 3.7$, et la vitesse de microturbulence est de 2 km/s . α dans les couches les plus externes de la photosphère varie peu quelque soit la température effective (valeurs calculées par le code de Gustaffson).

Pour les raies optiquement épaisses, le lien est moins direct ; mais les paramètres déterminants qui contrôlent la forme du profil sont le facteur d'amortissement et l'opacité de la raie (β_0 , dans le formalisme de Milne-Eddington). Le paramètre d'amortissement prédominant, outre le terme d'amortissement radiatif, dans les étoiles de type spectral tardif est du à l'effet Van der Waals, et dépend de la densité d'hydrogène neutre. Nous avons tracé la valeur du paramètre α de la raie du lithium pour différentes température effective fonction de la structure en température de la photosphère (fig. 3.5). L'opacité dans les ailes de raie est plus faible donc le flux émergeant à ces longueurs d'ondes provient des couches les plus externes, dans lesquelles le facteur d'amortissement α varie peu (L'abondance de l'hydrogène neutre à ces températures est à peu près constante).

En fixant les autres paramètres à des valeurs raisonnables, on peut ainsi construire

le profil local, en contraignant la valeur de β_0 . En pratique, on calcule l'élargissement Doppler à la photosphère, et on fixe la profondeur de raie maximale égale à 1.

Même si cette démarche paraît moins rigoureuse que celle qui consiste à ajuster directement les profils locaux, utiliser des profils locaux légèrement différents n'entraîne qu'une différence minime sur la reconstruction finale de l'image (Welhau et al. (1991) et Rice et al. (1989)).

3.2 Tests et améliorations de la méthode paramétrique

Etant entendu que la méthode développée ici a pour but de déterminer l'existence ou non de larges inhomogénéités à la surface des étoiles jeunes et dans le cas d'une réponse positive de les localiser, on a procédé à plusieurs tests de reconstruction dont le rapport ici est limité volontairement au cas de résolutions spectrales entre 30000 et 40000, et pour des structures de surface projetée comprises entre 0.1 et 0.4.

Nous développons explicitement dans la section 3.2.2, quelques tests de reconstruction paramétrique qui permettent d'illustrer la méthodologie. Faire le rapport systématique de tous les tests effectués serait fastidieux et nous donnons les principales conclusions dans la section qui suit.

Nous avons calculé des jeux de raies synthétiques à partir d'une configuration donnée de taches photosphériques. Les données utilisées dans le programme de reconstruction ont alors été altérées. Les tests ont consisté à la reconstruction de l'image photosphérique en adoptant différents paramètres initiaux de taches, différentes couvertures de phases, en modifiant les caractéristiques stellaires pour tester leur influence sur la reconstruction.

3.2.1 Contraintes de la méthode

Conditions initiales

Les conditions initiales des paramètres des taches jouent un rôle non négligeable dans la reconstitution de la configuration des petites taches ($f \leq 0.1$), lorsque les paramètres introduits initialement sont loin de la solution. Dans ce cas, la minimisation du χ^2 a tendance à produire des taches dont la température est faiblement différente de la photosphère et de grande surface projetée. C'est-à-dire que la minimisation "aveugle" du χ^2 conduit à minimiser l'effet global réparti sur tout le profil

de raie au détriment des déformations locales; en effet, si l'effet local d'une tache est moins importante que l'accroissement de la largeur équivalente réparti sur l'ensemble du profil (voir chapitre 3), la minimisation va conduire naturellement à un minimum local. Il s'agit donc d'une minimisation des largeurs équivalentes des profils théoriques par rapport aux données et les profils de raie obtenus sont alors semblables à des raies uniquement de rotation. On dispose de ce fait d'un critère net pour jauger la crédibilité d'une reconstruction; *l'obtention de taches de ce type couvrant la majeure partie de l'étoile sur toutes les phases (donc polaires) et de faible différence de température avec la photosphère*) lors d'une reconstruction via l'imagerie Doppler doit être considérée un *artefact de la méthode*. En produisant des taches de ce type, qui ne véhiculent que des informations principalement réparties uniformément sur l'ensemble des profils (déformations globales), l'objectif de l'imagerie Doppler qui consiste à exploiter les déformations locales contenant les informations sur les vitesses projetées (qui contraignent la position des taches) n'est pas atteint. On peut noter que le critère d'élimination des reconstructions de ce type est clair et qu'il n'y a aucune ambiguïté entre des taches polaires réelles et celles justes décrites.

Des configurations de taches similaires peuvent être obtenues dans deux autres cas :

1. en introduisant une température photosphérique erronée.

Il est donc important pour reconstruire une cartographie à partir de données spectrales observées de disposer d'une estimation de la température photosphérique indépendante.

2. en introduisant un nombre de taches inférieur au nombre réel de taches et si les conditions initiales des paramètres des taches sont trop éloignées des paramètres réels.

Les paramètres initiaux qui conditionnent le plus la convergence vers la solution adéquate sont la colatitude et la longitude des taches dans la mesure où elles déterminent l'espace des vitesses projetées concernées. Pour des petites taches, il faut introduire une estimation sur la vitesse projetée dont l'erreur est inférieure à $\simeq 40\%$. Cependant pour des taches dont la température diffère beaucoup de la photosphère propre, les déformations locales (au sens défini dans le chapitre précédent) sont suffisamment importantes pour que une information *a priori* puisse être utilisée. Pour des taches plus importantes $f \simeq 0.25$ l'erreur sur la vitesse projetée introduite initialement peut être importante ($\geq 70\%$) pour retrouver la configuration réelle,

à condition bien sûr de disposer d’une couverture en phase suffisante, qui permet effectivement de suivre l’évolution de sa vitesse projetée.

Nombre initial de taches

En introduisant une tache qui n’existe pas dans l’image de départ, quatre alternatives se présentent lors du processus d’ajustement. Soit la tache est rejetée à des phases inobservées, ce qui l’exclut de l’image finale ; soit elle se réduit à un pixel et l’amplitude des déformations introduites est incluse dans les barres d’incertitudes des données ; soit la température de la tache retrouve celle de la photosphère, ce qui la rend indiscernable de la photosphère propre ; soit les paramètres de la tache se confondent avec ceux d’une autre tache ; elle disparaît de toute façon aussi de la reconstruction.

En introduisant un nombre inférieur de taches à celui qui était utilisé lors du calcul des données synthétiques, deux alternatives sont possibles qui dépendent de la surface projetée des taches en présence. Pour des taches comparables (i.e. engendrant des déformations de même amplitude sur un nombre de phases équivalent), le processus de minimisation résultera en une minimisation globale : tache couvrant la majeure partie de l’étoile, dont le contraste d’intensité avec la photosphère propre est faible. On retrouve le cas typique d’une reconstruction “ratée”, avec l’avantage cependant qu’il n’y a pas d’ambiguïté pour le reconnaître.

Si une tache de grande surface projetée est présente en même temps qu’une autre plus petite, et si les paramètres initiaux utilisés sont plus proches de la seconde alors même si les déformations engendrées par la première sont plus importantes, le χ^2 peut “accrocher” sur la seconde tache. La valeur du χ^2 est indicative de l’adéquation du nombre de taches utilisées. mesure de l’incomplétude de la solution et la nécessité de modifier soit le nombre de taches, soit les conditions initiales.

Taches chaudes / taches froides

Une tache froide engendre une émission dans le profil de raie. L’éventuelle confusion avec deux taches chaudes, qui engendreraient deux absorptions, est limitée du fait de la variation de largeur équivalente des raies avec la température. En effet, la présence de taches froides “creuse” l’ensemble du profil de raie alors que celle de taches chaudes a pour effet de “remonter” en moyenne le profil (voir chapitre 3). Donc même pour les régions de l’étoile hors des taches, le flux dans les raies contraint aussi la température des taches présentes. De plus, une couverture en phase adéquate

permet de vérifier le nombre de structures présentes : pour deux structures, il existerait au moins une phase pour laquelle une tache serait visible alors que l'autre serait situé sur l'hémisphère opposé (sauf bien sûr pour deux taches polaires). D'autre part, on a vu que seules de grandes structures sont discernables. A amplitude de déformations fixée, deux taches chaudes, qui provoqueraient deux composantes en absorption, couvriraient la majeure partie de la photosphère, ce qui reviendrait à modifier la valeur de la température effective, par ailleurs fixée par le type spectral de l'étoile. Par ailleurs, des données photométriques simultanées tranchent toute ambiguïté sur l'existence de taches chaudes ou froides. Si les données photométriques simultanées ne sont pas disponibles, la stabilité apparente des régions photosphériques perturbées des WTTS (voir sections 1.3.5 et 3.3) sur plusieurs années permet d'utiliser à titre d'indication une photométrie antérieure aux données spectroscopiques. Toutes ces considérations permettent de s'affranchir de l'ambiguïté entre taches chaudes et taches froides et de s'assurer qu'utiliser pour paramètres initiaux des taches plus chaudes ou plus froides que la photosphère ne change pas la cartographie finale. Cela va être montré avec la série de tests quantitatifs suivants.

paramètres des taches issus de la reconstruction

Il semble remarquable que même en commettant des erreurs non minimales sur les caractéristiques stellaires, la position des taches est quasiment toujours retrouvée, sauf dans des cas extrêmes.

Par exemple, en diminuant beaucoup la température effective par rapport à celle qui a été utilisée lors du calcul des données synthétiques, on ne retrouve pas la configuration des taches initiales mais à la place une structure recouvrant complètement l'étoile et dont la température est telle que la largeur équivalente correspond à la largeur équivalente moyenne de la vraie photosphère tachée. Parce que l'erreur commise sur la photosphère est plus importante que les déformations introduites par les taches, le test du χ^2 tend alors à minimiser globalement la différence des profils de raie avec les données, et tend à produire une photosphère moyenne. Les symptômes de l'utilisation d'une température photosphérique erronée sont alors clairs. Pour retrouver la cartographie correcte il faut que les erreurs globales sur les profils n'excèdent pas les déformations locales.

D'une façon très générale, si les paramètres initiaux des taches sont trop éloignés des valeurs réelles, ou si les paramètres stellaires sont grossièrement faux, le test du χ^2 aura tendance à minimiser *globalement* les différences entre les raies du modèle

et les données ; c'est-à-dire que les déformations locales ne seront pas reproduites.

température des taches

Si l'image de départ ne possède que des taches de faibles différences de température avec la photosphère ($\Delta T \leq 300K$), et si le rapport du signal sur bruit est de l'ordre de 50-100, on ne retrouve pas la position (θ, ϕ) des taches de la configuration initiale. Le test de χ^2 n'itère pas sur ces deux paramètres mais cependant il ajuste le rayon et la température. Ainsi, l'image reconstruite possède une couverture de taches équivalente à celle l'image réelle qui a produit les données synthétiques, et une variation du continu intégré sur le disque stellaire similaire. On ne retrouve donc ni la position ni même le nombre correct de taches. L'analyse spectroscopique n'est, dans ce cas, pas plus performante que ne l'est l'analyse photométrique. Cela est très simplement explicable, en vertu du fait que seules les déformations notables, que produisent des taches de température faiblement différente à celle de la photosphère, se répartissent globalement sur la raie (voir section 2.4), et que ce qui permet de localiser les structures est l'amplitude de l'effet local qui ne se distingue pas du bruit pour ce type de température. La localisation des structures de température guère différente de celle de la photosphère est donc peu crédible.

Unicité des solutions

Nous avons vu précédemment qu'introduire un nombre inférieur de taches au nombre réel avait pour conséquence (si les taches possèdent une surface projetée similaire) une minimisation globale de la différence des profils calculés au cours de la minimisation du χ^2 avec les données.

Par contre en introduisant un nombre supérieur de taches, le processus de minimisation du χ^2 parvient très bien à éliminer les taches qui ne sont pas présentes. D'autre part, les conditions initiales jouent un rôle non négligeable (pour des taches de surface projetée relativement petite $\simeq 0.1$) quant au succès de la reconstruction. Il est donc préférable d'introduire un grand nombre de taches puisque il y a plus de chances que parmi elles se trouvent des taches dont les paramètres ne sont pas trop éloignés de ceux d'une structure réellement présente.

Cela indique que pour garantir le succès de la reconstruction sans avoir à effectuer plusieurs tests de reconstruction laborieux qui consisteraient à augmenter progressivement le nombre de taches en modifiant à chaque fois les conditions initiales, il est préférable d'introduire dès le début un ensemble de nombreuses taches

régulièrement réparties sur la surface de l'étoile.

Les critères que nous avons introduits pour l'élimination des taches "en trop", s'introduisent naturellement dans le processus d'inversion de la matrice d'Hessian, en faisant appel à la routine des contraintes des paramètres. Si pour certaines taches le nouveau jeu de paramètres, obtenu lors de l'inversion de la matrice d'Hessian modifiée (voir section &), donne des valeurs outrepassant leur domaine de variation, cela indique que ces taches ne sont pas (ou mal) contraintes par l'ensemble des données disponibles, et ne devraient donc pas faire partie des paramètres libres. Si ce cas se présente, on adopte une nouvelle configuration *initiale* conservant les taches qui se comportent bien et on élimine les autres. A chaque fois qu'une telle situation se présente, le processus de minimisation du χ^2 est réinitialisé. Cela est indispensable, puisque cette méthode repose sur la comparaison de modèles successifs pour tracer un chemin dans l'espace des paramètres des taches ; si le premier modèle indique que la configuration des taches adoptées est inadéquate, il est inapte à jouer un futur rôle discriminatoire. Le second critère introduit pour éliminer les taches est sur la surface projetée qu'il est possible de reconstruire en fonction du rapport signal sur bruit. En fonction de l'analyse précédente, et pour laisser cependant une autonomie pour le processus d'ajustement, nous conservons les taches dont la surface projetée est supérieure au dixième de la surface limite estimée par l'étude dans la section 2.4. de la taille du dixième de qu'il est possible de discerner (aperçue au moins sur une phase) On a testé qu'en effet, ces taches n'étaient pas piégées dans les structures de bruit et cela préserve ainsi un large domaine d'ajustement pour les paramètres. Pour un rapport signal sur bruit de l'ordre de 100, cette limite sur la surface projetée est de l'ordre de 0.01.

L'intérêt de cette méthodologie est de garantir l'unicité de la solution en évitant le plus possible d'introduire des critères subjectifs liés à l'opérateur, en ce qui concerne le nombre de taches et leurs paramètres initiaux, pour laisser place à des critères objectifs de bon conditionnement des paramètres libres. Cela a en plus l'avantage de ne conserver que les taches qui peuvent être réellement contraintes par le jeu de données.

3.2.2 Tests Quantitatifs

Nous adoptons une résolution de 40000, et une couverture en phase régulièrement espacé de 0.1 en phase, pour une étoile possédant une vitesse de rotation maximale de 95km/s et incliné de 50 degrés sur l'axe de visée . On a donc au total 10 profils

TAB. 3.3 - Qualifications des taches utilisées dans les différents modèles synthétiques. La première colonne correspond au numéro du modèle synthétique ; la seconde au num'ero de la tache ; la troisième au nombre de phases rotationnelles permettant de la voir; les 4 qui suivent spécifient les paramètres des taches (référentiel de l'étoile en général) : Θ_{min} angle d'ouverture [deg] pour une tache sphérique (angle d'ouverture minimum pour l'anneau) , Θ_{sup} angle d'ouverture maximal pour une structure annulaire, ϕ latitude [deg], θ colatitude [deg] centre de la structure, $\delta\theta$ extension en latitude dans le cas d'une structure axisymétrique (anneau)(rérentiel centré sur la tache), T_{spot} température de la tache [K]; les deux dernières correspondent à la surface projetée maximale et minimale discernées parmi les phases rotationnelles où elles apparaissent

No modèle	# tache	N_{vue}	$\Theta(min)$	Θsup	θ	$\delta\theta$	ϕ	T_{spot}	f_{max}	f_{min}
1	1	10	30		20		-45	3800	0.22	0.1
	2	5	30		100		45	3800	0.16	0.02
2	1	10	65	110	0	45		4000	0.26	0.26

TAB. 3.4 - Qualifications des modèles synthétiques calculées et utilisées pour la reconstruction d'images. Première colonne : numéro du modèle, seconde :le nombre de taches qu'il comporte, troisième : géométrie des taches les deux suivantes correspondent à la résolution instrumentale puis la longueur d'onde utilisée [Å]; la cinquième colonne est le nombre de phases rotationnelles ; la suivante l'espacement entre les phases. Les quatres dernières spécifient les caractéristiques de l'étoile : v_{rot} vitesse de rotation équatoriale [km/s], i angle d'inclinaison [deg], T_{eff} température effective [K], ϵ coefficient d'assombrissement centre-bord

No modèle	N_{spot}	géometrie	\mathcal{R}	λ	N_{phases}	$\Delta\Phi$	v_{rot}	i	T_{eff}	ϵ
1	2	sphérique	40000	Li6707	10	0.1	95	50	5200	0.55
2	1	annulaire	40000	Li6707	10	0.1	95	50	5200	0.55

synthétiques qui servent de support pour chaque test de reconstruction qui suivent.

MODELE 1.

•Rapport signal sur bruit infini

Nous adoptons une répartition régulière de 18 petites taches dont l'angle d'ouverture est de 15 degrés et la surface projetée maximale est de 0.07. On place 6 taches

espacées de 60° en longitudes sur chacune des trois colatitudes (45° , 90° et 135°) (voir figure 3.6). Au terme de 12 itérations, l'image finale obtenue est bien celle qui avait servie au calcul des données synthétiques. Le processus d'élimination des taches s'est donc bien effectué (voir figure 3.7). Les ajustements des paramètres des taches des 18 taches sont reportés dans les figures 3.8, 3.9 et 3.10.

●rapport signal sur bruit égal 100:1

Nous altérons les données pour obtenir un rapport signal sur bruit (100:1) comparable à celui qui est obtenu avec les données réelles des étoiles T Tauri analysées plus tard. En adoptant la même configuration des taches initiales précédemment utilisée, l'image finale obtenue est une photosphère sur laquelle n'a subsisté aucune des taches introduites (voir figure 3.11). Le facteur de couverture individuelle des taches étant faible, nous avons introduits des paramètres initiaux mal contraints par les données, puisque les déformations qu'elles suscitent dans les profils de raies ne sont pas supérieures au rapport signal sur bruit. En effet, comme il a été vu au chapitre précédent, seules des taches de surface projetée supérieure à 0.1 et de fort contraste d'intensité avec la photosphère sont discernables.

A l'opposé, nous avons adopté des taches pour la configuration initiale couvrant la majeure partie de la photosphère, au point de ne laisser qu'une faible fraction de la photosphère "propre" découverte. Le processus d'ajustement élimine les taches et les remodèle jusqu'à obtenir la configuration finale (voir figure 3.12) Celle-ci redonne bien la tache polaire, mais la solution obtenue dans les régions équatoriales laisse des taches piégées dans le rapport du signal sur bruit.

En introduisant une contrainte dans le programme de reconstruction qui élimine les taches provoquant des déformations inférieures au niveau de bruit on obtient une reconstruction correcte, avec tout de même une moins bonne résolution pour la tache équatoriale (voir figure 3.13).

L'équateur dans le cas d'étoile inclinée d'un angle de l'ordre de 50° a l'inconvénient d'être placé dans les régions où l'assombrissement centre-bord est maximum, le contraste d'intensité entre les taches et la photosphère est moins important, ce qui limite l'amplitude des déformations, et donc réduit la discernabilité.

De plus, même si la résolution en vitesse est la même pour toutes les régions de l'étoile, l'équateur défilant sur le plan du ciel plus rapidement que les régions polaires, les structures équatoriales sont moins longtemps visibles. Cette différence des régions polaires avec les régions équatoriales s'accroît avec l'inclinaison de l'étoile. Les régions polaires étant constamment visibles quelque soit la phase observée.

MODELE 2.

●rapport du signal sur bruit infini

Nous adoptons une répartition régulière de 18 petites taches dont l'angle d'ouverture est de 15 degrés et la surface projetée maximale est de 0.07. On place 6 taches espacées de 60 ° en longitudes sur chacune des trois colatitudes (45°, 90° et 135°) (voir figure 3.6). Cette fois-ci nous avons adopté une configuration axisymétrique pour le système de taches servant au calcul des données synthétiques. En adoptant pareillant les 18 taches initiales, la configuration finale est retrouvée au terme de 14 itérations (voir figure 3.14).

Conclusions

Nous nous sommes placés dans des conditions identiques à celles qui limitent les données réelles obtenues sur les étoiles T Tauri (instrumentation et rapport du signal sur bruit et couverture de phases). Seules de grandes structures sont alors discernables à la surface. Nous avons limité les critères subjectifs pour l'introduction de la configuration initiale de taches en couvrant la photosphère de structures qui s'éliminent progressivement lorsque les paramètres ne sont pas bien contraints par les données. Nous retrouvons ainsi les structures à la surface. Pour des paramètres initiaux inadéquats, trois alternatives sont possibles

1. soit la photosphère est nettoyée de toute tache
2. soit une large structure, la plupart du temps centrée sur les régions polaires et couvrant la majeure partie de l'étoile, de faible contraste d'intensité avec la photosphère propre moyenne globalement l'ensemble des profils.
3. plus rarement, une tache de fort contraste d'intensité mais de faible surface projetée reste piégée sur le bord du disque, si le critère d'élimination des taches en fonction de l'amplitude de déformations ne tient pas compte du rapport du signal sur bruit des données.

Les critères sélectifs d'une reconstruction convenable sont alors clairs.

Les régions équatoriales sont moins bien résolues que les régions polaires et ceci pour trois raisons

1. forme des isovitesses (voir chapitre 1)

2. elles disparaissent régulièrement du champ de vision de l'observateur en fonction de la phase rotationnelle, alors que les régions polaires sont tout le temps observées
3. pour des angles d'inclinaison petit, ces régions sont situées au bord du disque, là où l'effet de l'assombrissement est maximal; le contraste de température est corrélativement plus faible, ce qui amoindrit l'amplitude des signatures dans le profil.

On peut noter que rendre libre le nombre de taches à la surface et “donner” les critères de contraintes dans le processus de reconstruction permettant de les supprimer si elles sont mal contraintes par les données, peut être le degré zéro d'une sorte d'apprentissage comme pourrait le faire un réseau de neurones, déjà utilisé dans en astronomie radio (en particulier pour la VLBI).

3.3 Applications aux étoiles T Tauri

3.3.1 *Publ.1* : Imagerie Doppler de V410 TAU

Résumé de l'article suivant (Joncour et al. 1994a)

V410 Tau est une des plus lumineuses étoiles T Tauri appartenant aux rotateurs rapides (vitesse de rotation projetée de 70 km/s, incliné de 70 ° sur l'axe de visée) de magnitude visuelle 10.6–11.2, de type spectral K7 (Cohen et Kuhl 1979), et son type aussi spectral semble aussi variable (K4 par Bouvier et al. 1986 et K2 par Basri and Batalha 1990). Il est connu depuis 1975 que sa courbe de lumière connaît de fortes variations (Romano), ce qui fait qu'elle a été une cible privilégiée pour observer l'évolution de sa courbe de lumière à long et court terme et étudier les variations dans les différentes bandes photométriques (Rydgren and Vrba 1983; Vrba et al. 1988; Bouvier et Bertout 1989), et déterminer une variation périodique de 1.87 jours. Cette étoile a fait l'objet des premiers modèles simples de taches à l'aide des données photométriques, qui suggèrent un facteur de couverture de taches de l'ordre de 30 à 40% et une température inférieure de 800 à 1400 K en dessous de la photosphère (Vrba et al 1988; Bouvier et Bertout 1989; Herbst 1989). Le suivi à long terme de sa courbe de lumière suggère la présence d'au moins deux taches du fait de l'asymétrie de la courbe de lumière en fonction de la phase rotationnelle et une stabilité des régions froides sur l'échelle d'une dizaine d'années. Il est à noter cependant que la courbe de lumière passe de simplement asymétrique à doublement piquée suggérant l'existence d'une rotation différentielle à sa surface et une dérive des taches. De plus, un rayonnement radio non thermique a été détecté sur cette étoile, suggérant une forte activité magnétique (Cohen et Bieging 1986). Nous avons mené les observations à l'observatoire de Haute Provence à l'aide du spectrographe AURELIE (32000 de résolution) et sur le domaine centré sur la raie du Lithium neutre. L'application de notre modèle d'imagerie doppler décrit dans les chapitres 3 et 4, permet de mettre en lumière l'existence d'une large tache à hautes latitudes couvrant 35% du disque stellaire de 1400 K plus froide que la photosphère, plus une plus petite tache à moyenne latitude (couvrant 10% du disque et 1000K plus froide que la photosphère) sur l'hémisphère opposé à l'observateur lorsque la première région lui fait face. La courbe de lumière déduite du modèle est en bon accord avec les données photométriques obtenues quelques mois avant nos observations spectroscopiques. L'image obtenue ne suggère pas au contraire de HDE 283572 (voir section suivante) une structure dipolaire du champ magnétique. Des taches également situées à des

hautes latitudes ont également été trouvée par Strassmeier et al. 1994, par l'analyse Doppler à l'aide d'un code basé sur la technique du Maximum d'entropie.

Letter to the Editor

Doppler imaging of the T Tauri star V 410 Tau

I. Joncour¹, C. Bertout^{1,2}, and F. Ménéard¹¹ Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier,
B.P. 53, F-38041 Grenoble Cedex 9, France² Institut d'Astrophysique de Paris, 98bis boulevard Arago, F-75014 Paris, France

Received 15 February 1994 / Accepted 1 March 1994

Abstract. We present images of the surface temperature distribution of the rapidly rotating weak emission-line T Tauri star V410 Tau. Doppler imaging in the resonance lithium line at 6707 Å reveals the presence of large, cold spots located predominantly at one rotational stellar pole. The synthetic visual light curve derived from the Doppler-images agrees well with the observed light curve. We find little evidence for magnetic dipole field geometry in this T Tauri star.

wavelength domain covered 40 Å and was centered approximately on the LiII $\lambda 6707$ Å line. The resolution of $R = 32000$ corresponds to a pixel of ≈ 0.2 Å. The exposure time varied from 1 to 3 hours depending on weather conditions. The Observation Journal is shown in Table 1, where the following indications are given. Column 1: spectrogram number; Column 2: last digits of the observation's Julian Date (add 244 0000); Column 3: rotational phase at mid-exposure; Column 4: exposure time; Column 5: signal-to-noise ratio of individual spectrogram. The data reduction was

Key words: V410 Tau – Doppler imaging – T Tauri stars – photospheric spot

Table 1. Journal of Observations

#	Julian Date	Φ_{rot}	$t_{exp}(s)$	S/N
1	7909.443	0.94	10800	72
2	7910.324	0.41	10800	97
3	7911.290	0.92	9000	75
4	7911.409	0.97	7200	58
5	7913.333	0.02	10800	73
6	7913.476	0.09	8759	70
7	7914.327	0.55	9900	115
8	7914.462	0.62	9522	69
9	7915.300	0.07	10800	89
10	7915.439	0.13	7221	61
11	7916.395	0.65	7200	51
12	7916.481	0.69	6064	53
13	7918.246	0.65	10800	63
14	7918.382	0.72	10800	63
15	7922.255	0.79	10800	55
16	7922.396	0.86	10800	67

1. Introduction

V410 Tau is a luminous weak emission-line T Tauri star (WTTS) with H_α emission equivalent width of ≈ 3 Å. Its photospheric spectrum is variously classified as K7 by Cohen and Kuhl (1979), as K4 by Bouvier *et al.* (1986) and more recently as K2 by Basri and Batalha (1990), on the basis of high-resolution spectroscopy covering a large wavelength range.

After it was discovered that its light curve exhibits strong variations (Romano 1975), the star was observed photometrically on a regular basis (Rydgren and Vrba 1983; Vrba *et al.* 1988; Bouvier and Bertout 1989). These authors reported short-term regular variability on 1.87d time scale which they interpreted as rotational light modulation due to stellar spots. The periodic modulation is not sinusoidal, which indicates the presence of at least two photospheric spots. Simple models suggest a spot coverage of about 30–40% of the stellar disk and a spot temperature 800 to 1400 K below photospheric temperature (Vrba *et al.* 1988; Bouvier and Bertout 1989; Herbst, 1989).

Because V410 Tau is a fairly rapid rotator with $v \sin i = 71$ km/sec (Hartmann and Stauffer 1989) as well as one of the brightest WTTSs ($m_v = 10.6$ – 11.2 and $L_* \approx 2.3 L_\odot$), it is probably the best candidate of the T Tauri class for applying Doppler imaging techniques to derive its surface properties in a more precise way.

2. Observations and Data Reduction

Spectroscopic observations were carried out in January 1990 at the Observatoire de Haute-Provence, using the 1.52m telescope equipped with the medium-high resolution coude spectrograph AURELIE and a Thomson TH7832 CCD detector. The selected

performed using standard procedures from the MIDAS package. Specifically, each spectrum was flat-fielded and the dark current and offset values were subtracted from the intensity counts. The spectrograms were wavelength-calibrated using about 15 thorium lines and correction for heliocentric velocity was performed. The continuum level was then defined by fitting a cubic spline to selected continuum windows between 6701 Å and 6703 Å and between 6721 Å and 6723 Å. Finally, the spectrograms were flattened and normalized to the same continuum level.

The value of the rotational phase corresponding to each spectrogram was determined from the ephemeris given by Vrba *et al.* (1988), and using a rotation period value of 1.8714 day (Herbst, 1989). Adverse weather conditions resulted in a phase coverage gap between 0.2 and 0.4.

In order to perform the Doppler imaging analysis, we chose the strong resonance line of lithium centered at 6707.84 Å. Because of the youth of T Tauri stars, their lithium abundance is often close to the interstellar value, and the resonance lithium line is consequently one of the strongest photospheric lines in the spectra of T Tauri stars (e.g., Basri *et al.* 1991). Furthermore, the first ionization potential of lithium is rather small ($\chi_{\text{ion}} = 5.39$ eV), so that the neutral lithium fraction varies considerably between 3000K and 6000K. The neutral lithium abundance in magnetic spots may therefore be enhanced by large factors and we expect strong distortions of the lithium line when a spot crosses the line of sight.

3. Doppler Imaging Method

The basic principle of Doppler imaging is to invert spectral data using known rotational properties of the star to obtain temperature or chemical abundance maps of the stellar surface. Since all the parameters associated to the cells describing the stellar disk are generally left free, the problem is ill-conditioned and one must add a regularization condition (Vogt *et al.* 1987; Rice and Welhau 1990; Piskunov *et al.* 1990; Strassmeier *et al.* 1991).

For the two following reasons, we felt that we did not need to implement such a sophisticated method in the case of V410 Tau.

- The star is relatively faint, so that it is currently difficult to obtain spectrograms with a resolution larger than, say, 50000. For $v \sin i = 70$ km/sec, the number of resolved wavelength intervals in an unsaturated line is about 25. Assuming that a spot is detected when it is seen on at least three adjacent pixels, this means that we cannot resolve spots that span less than 12% of the star's diameter in longitude.

- The currently attainable signal-to-noise ratio for this object is about 50 to 100 in 1 to 3 hours exposure time on medium-sized telescopes. Only spots with temperatures at least 800K lower than that of the photosphere are therefore able to alter significantly the rotation-dominated lithium line profile.

Thus, we expect only large and cold spots to be detectable in our data, and it appears unreasonable here to assume that every one of the pixels describing the stellar disk can be an individual spot. Instead, we chose to constrain the individual spots to be circular in shape and to span at least three pixels in longitude. The first assumption allows us to limit to four the number of free parameters for each spot: angular radius, colatitude and longitude, and temperature. With this description, we found it sufficient to use a χ^2 minimization in order to derive basic properties of the photosphere compatible with our data set.

The numerical procedure goes as follows: (i) the model stellar disk is divided into a number of square-shaped elementary cells of equal projected area, the size of which is related to the spectral resolution of the observations; (ii) a local line profile is assigned to each cell using a method described below; (iii) the total absorption profile is computed by integration.

One then compares the model profile P^{λ_k} , where λ_k is the wavelength resolution interval, to the observed data points D^{λ_k} . Denoting by N_λ the number of wavelength points in the line and by N_ϕ the number of different rotation phases, we minimize

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_\phi} \sum_{k=1}^{N_\lambda} \frac{(P_i^{\lambda_k} - D_i^{\lambda_k})^2}{(N_\phi N_\lambda) \sigma_{ik}^2} \quad (1)$$

In practice, we modified and adapted to the case at hand the Levenberg-Marquardt method as implemented by Press *et al.* (1986).

We now come back to step (ii) in the above procedure, i.e., the determination of the local absorption profile emitted in each model pixel of the star. Curves of growth of the LiI λ 6707 line were computed as a function of stellar effective temperature, gravity, and microturbulent velocity by Basri *et al.* (1991). They were used here to derive the parameters which enter the expression for the local depth profile shape in the framework of the Milne-Eddington formalism. The wavelength displacement of the local profile was then derived from the radial velocity of the pixel. A limb-darkening parameter value of 0.6 was used for this late-type star. Details of the numerical method and tests will be given elsewhere (Joncour, in preparation).

4. Results and Discussion

The stellar parameters used in the computation, taken from Basri *et al.* (1991), are given in Table 2. Figure 1 shows the values of the normalized χ^2 for individual models of the solution with the best overall χ^2 , and Figure 2 displays the photospheric brightness distribution at light maximum and minimum, where the phase coverage is best, corresponding to that solution.

Table 2. Photospheric properties of V410 Tau

T_{eff} K	$\log g$ (cgs)	v_{eq} km/s	i (°)	$\log N(\text{Li})$
4800	3.6	75	70	3.5

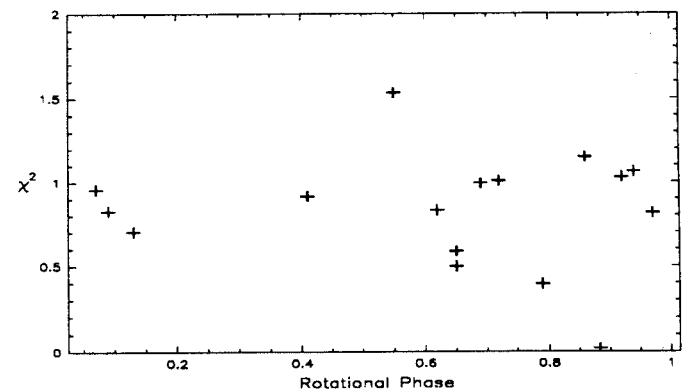


Fig. 1. Individuals χ^2 -values of each model. The overall χ^2 as defined in Eq. 1 is equal to 0.88

Defining the rotational pole visible to us as the North pole, we find there a rather cold, extended spot with a colder, smaller adjacent spot. A third spot is located at intermediate latitude on the opposite southern hemisphere. Spot properties are summarized in Table 3, where θ and ϕ are respectively the colatitude and longitude of the spot center at zero phase, where Θ is its angular radius, and where f_{max} is the maximum projected spot area as seen at phase Φ_{rot} .

Large size spots are found on magnetically active late-type stars, such as Ap stars and RS CVn binaries, and Doppler-Zeeman imaging of these bright objects reveals strong correlations between magnetic field strength and spots (Donati *et al.*

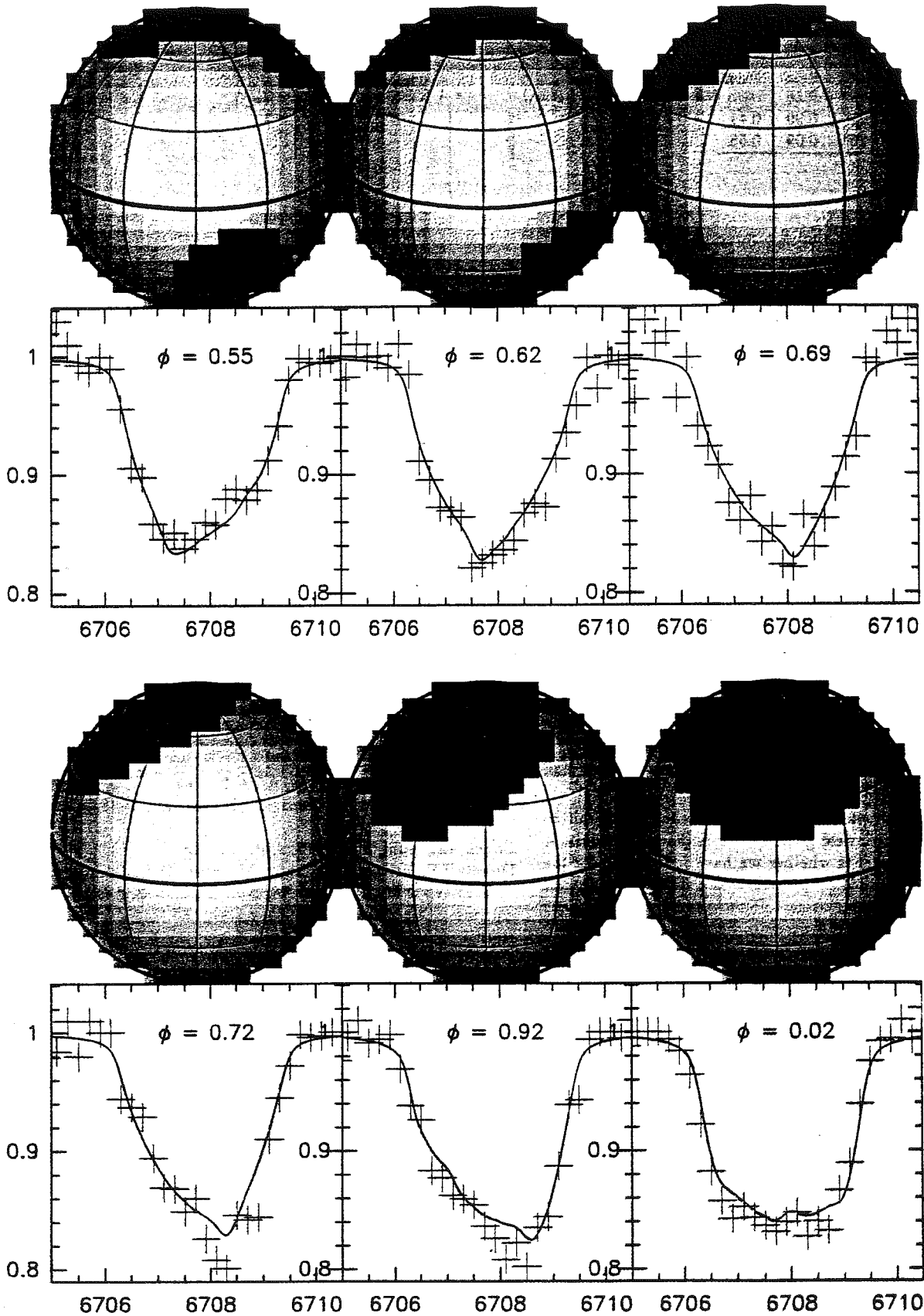


Fig. 2. Photospheric temperature map of V410 Tau at various rotational phases, as obtained from Doppler imaging. The corresponding observed (crosses) and model (solid line) profiles of the LiII $\lambda 6707\text{\AA}$ line are also shown for each phase. The spatial resolution is inferred from the actual spectral resolution. The brightest yellow corresponds to maximum temperature (4800K) and black corresponds to about 3000K (see Table 3)

Table 3. Properties of V410 Tau spots

T_{spot}	θ	ϕ	Θ	f_{max}	Φ_{rot}
3443	29°	-12°	45°	0.36	0.02
3021	40°	-105°	21°	0.09	0.41
3765	127°	-177°	26°	0.09	0.55

1992). We hypothesize here that the same physical process is at work in V410 Tau, i.e., that strong subphotospheric magnetic fields inhibit the stellar convection so that the overlying region cools down.

That two out of three derived spots are located at high latitudes might be of concern, since Rice *et al.* (1989) show that spurious detections of polar spots may occur in Doppler imaging when the equator lies in the stellar limb. We however note that the equator is well resolved at the high inclination angle at which we see V410 Tau, which excludes that the polar location of its spots is caused by such a bias. Vogt *et al.* (1987) noted that mirroring effects set in for view angles 70° and larger. We do not encounter problems due to this effect in the actual computations, presumably because V410 Tau's inclination angle is at the low end of the range where mirroring becomes important. We thus conclude that spot positions are quite reliable.

We note that possible additional spots would not be detected here if they were located between phase 0.3 and ≈ 0.5 , or at the South pole. However, the good agreement between the V light curve as observed in 1988–89 and the theoretical light curve derived from our Doppler images (see Figure 3) excludes that a major spot ($f_{\text{max}} > 0.2$) is “hidden” at phase 0.3–0.5. It is also gratifying to find that the fractional spot coverage and the mean temperature contrast between spotted regions and photosphere are both consistent with the values predicted by Herbst (1989) on the basis of the photometric variations.

The lack of sensitivity to small spots makes it difficult to infer the global magnetic field geometry from the present data. A basic question to answer is whether we have indications for the dipole geometry advocated by proponents of disk/star magnetic interactions in young stellar objects. If one expects that magnetic dipole fields lead to the emergence on the stellar surface of two opposite spots with comparable properties, then we obviously have little indication for such symmetry here. In any case, the results are not inconsistent with theoretical ideas of Schüssler and Solanki (1992), who propose that the dynamo process is essentially the same in the Sun and in magnetically active stars, with the difference that in these fast-rotating stars, the Coriolis force tends to suppress the displacements perpendicular to the rotation axis, so that spots emerge preferentially near the polar regions.

We noted in Section 1 that the spectral type of V410 Tau does not seem well-determined. It is tantalizing to suggest that the large spots alter the spectral type in such a way that the mean effective temperature may vary with the rotational phase. Assuming for the sake of illustration that spots and photosphere emit blackbody radiation at their respective temperatures, the overall stellar “effective temperature” can be derived at each phase. We find that the range of temperatures determined in this way is roughly consistent with the various determinations of spectral type. The same estimate confirms that the derived “effective temperature” increases with decreasing wavelength, so

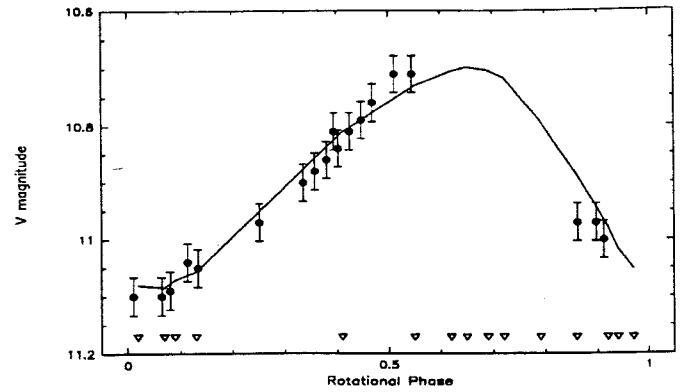


Fig. 3. The solid line shows the V light curve as derived from the Doppler image. The triangles indicate the rotational phase of spectroscopic observations. The dots are V photometric data (Herbst 1989), and error bars indicate approximate uncertainties

that spectral types derived from the blue spectral ranges are somewhat earlier than those derived from the red spectral range, as observed in several T Tauri stars by Bouvier and Appenzeller (1992). A detailed spectroscopic study of V410 Tau and more precise theoretical spectral type predictions should confirm these results.

Acknowledgements. It is a pleasure to thank J. Bouvier, S. Cabrit and J.F. Donati for helpful discussions and comments.

References

- Basri, G., Martin, E.L., Bertout, C., 1991, A&A 252, 625
- Basri, G., Batalha, C., 1990, ApJ 363, 654
- Bouvier, J., Appenzeller, I., 1992, A&AS 92, 481
- Bouvier, J., Bertout, C., 1989, A&A 211, 99
- Bouvier, J., Bertout, C., Benz, C., Mayor, M., 1986, A&A 165, 110
- Cohen, M., Kuhl, L.V., 1979, ApJS 41, 743
- Donati, J.F., Brown, S.F., Semel, M., Rees, D.E., Dempsey, R.C., Matthews, J.M., Henry, G.W., Hall, D.S., 1992, A&A 265, 682
- Hartmann, L., Stauffer, J., 1989, AJ 97, 873
- Herbst, W., 1989, AJ 98, 2269
- Piskunov, N.E., Tuominen, I., Vilhu, O., 1990, A&A 230, 363
- Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., 1986, *Numerical recipes. The art of scientific computing*, (New-York: Cambridge University Press), p. 523
- Rice, J.B., Wehlau, W.H., 1990, A&A 233, 503
- Rice, J.B., Wehlau, W.H., Khokhlova, V. L., 1989, A&A 208, 179
- Romano, G., 1975, Mem. Soc. Astron. Ital. 46, 81
- Rydgren, A. E., Vrba, F., 1983, ApJ 267, 191
- Schüssler, M., Solanki, S.K., 1992, A&A 264, L13
- Strassmeier, K.G., Rice, J.B., Wehlau, W.H., Vogt, S.S., Hatzes, A.P., Tuominen, I., Piskunov, N.E., Hackman, T., Poutanen, M., 1991, A&A 247, 130
- Vogt, S.S., Penrod, G.D., Hatzes, A.P., 1987, ApJ 321, 496
- Vrba, F.J., Herbst, W., Booth, J.F., 1988, AJ 96, 1032

3.3.2 *Publ.2*: Imagerie Doppler de HDE283572

Résumé de l'article suivant (Joncour et al. 1994b)

L'étoile T Tauri à faible raie d'émission HDE 283572 est connue pour émettre un rayonnement radio non-thermique (O'Neal et al. 1990) et posséder une forte activité X variable et une modulation périodique de sa courbe de lumière $T_{rot} = 1.548$ jours (Walter et al., 1987). Son type spectral est approximativement G8IV-V, de magnitude visuelle de l'ordre de 8.6 et elle possède une vitesse de rotation projetée de l'ordre de 80 km/s et une angle d'inclinaison de 60° . Elle présentait toutes les conditions pour analyser les raies photosphériques à l'aide de l'imagerie Doppler et tenter d'imager sa surface. Les observations ont été menées à l'observatoire du Pic du Midi pendant 15 jours en début de nuit, sur le télescope Bernard Lyot et à l'aide du spectrographe-Echelle MUSICOS de résolution instrumentale 38000 (Baudrand & Böhm 1992). Nous avons sélectionné le domaine rouge du spectre (5570\AA à 8650\AA), puisque les raies photosphériques se trouvent préférentiellement plus fortes à ces longueurs d'onde, puisque le type spectral est tardif, ces étoiles sont plus lumineuses dans la portion rouge du spectre électromagnétique. Nous avons utilisé **simultanément** 4 raies photosphériques FeI $\lambda 6400\text{\AA}$, FeI $\lambda 6393\text{\AA}$, CaI $\lambda 6439\text{\AA}$, and LiI $\lambda 6707\text{\AA}$ pour contraindre la cartographie en température de la surface photosphérique à l'aide du modèle décrit dans les chapitres 3 et 4. L'analyse révèle la présence d'une tache polaire 1600K plus froide que la photosphère avoisinante, couvrant 15% du disque stellaire projeté. Une tache localisée sur le pôle opposé ne serait pas visible par l'observateur et ce type de géométrie favorise une symétrie de type dipolaire à grande échelle pour le champ magnétique de cette étoile, si, comme c'est le cas pour les autres étoiles, les taches photosphériques froides sont dues à la présence de forts champs magnétiques inhibant la convection sub-photosphérique.

Le spectre obtenu contenait la raie de Balmer $[H\alpha]$ et deux raies du triplet infra-rouge du Calcium ionisé. L'analyse de la variation de la largeur équivalente avec la rotation suggère la présence d'une structure atmosphérique de type chromosphérique qui modulerait sur une demi-période le flux dans la raie.

*Letter to the Editor***Doppler imaging of the T Tauri star HDE 283572**

I. Joncour, C. Bertout, and J. Bouvier

Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, B.P. 53,
F-38041 Grenoble Cedex 9, France

Received 24 June 1994 / Accepted 11 August 1994

Abstract. We present Doppler images of the surface temperature distribution of the rapidly rotating weak-emission line T Tauri star HDE 283572, as computed from the FeI $\lambda 6400\text{\AA}$, FeI $\lambda 6393\text{\AA}$, CaI $\lambda 6439\text{\AA}$, and LiI $\lambda 6707\text{\AA}$ photospheric lines. This analysis reveals the presence of one large polar structure 1600 K colder than the surrounding photosphere. We also find a possible rotational modulation of the H α and CaII equivalent line widths that suggests the presence of large-scale chromospheric structures above the stellar surface.

Key words: HDE 283572 – T Tauri stars – Doppler imaging – photospheric spots

1. Introduction

Doppler imaging and Doppler-Zeeman imaging are routinely used now to map the surface temperature, magnetic field, and element abundance distributions of bright magnetically active stars (Donati et al. 1992). Another class of stellar objects for which imaging techniques are potentially very useful is the class of T Tauri stars (TTSs). Solar-type magnetic dynamo activity is well-documented in a subclass of these young low-mass objects, the weak-emission line T Tauri stars (hereafter WTTSs; see Feigelson et al. 1991) for a review of their properties). While the other subclass of TTSs, the classical T Tauri stars (CTTSs), displays strong irregular activity that is thought to originate from a circumstellar accretion disk interacting with the star, it is widely believed that the underlying star is magnetically active just as WTTSs are.

One current issue in TTS research is their magnetic field strength and geometry. The most important question is whether the inner parts of the accretion disk can be disrupted by magnetic pressure and whether matter accretion onto the star is channeled by magnetic loops. Observational information about magnetic field geometry in CTTSs is scarce; the main work we are aware of is a study of the infrared CaII triplet by Herbig and Soderblom (1980), who conclude that the magnetic field must be patchy on the surface of at least some active CTTSs. On the other hand, current models of magnetically controlled accretion (Königl 1991) assume large-scale dipolar structures. Obviously, new observational data relevant to this problem would be helpful to understand the star/disk interaction.

While the complexity of phenomena associated with the circumstellar environment of CTTSs makes it quite difficult to directly study their surface, similarities between the inferred magnetic properties of WTTSs and CTTSs suggest that properties of their stellar magnetic fields might be quite similar. With this in mind, we launched an observational campaign for Doppler imaging the brightest WTTSs. We recently presented (Joncour et al. 1994, hereafter Paper I) a first Doppler image of V410 Tau, a relatively bright, fast-rotating WTTS. Paper I demonstrated the presence of large spotted regions on V410 Tau, but found little symmetry in the spot distribution on the stellar surface. This result was confirmed independently by Strassmeier et al. (1994).

This paper presents Doppler images of HDE 283572, a luminous WTTS with spectral type approximately G8IV–V. Its photometric variability is of moderate amplitude ($\Delta m_V = 0.1$), but HDE 283572 exhibits non-thermal radio emission (O'Neal et al. 1990) and variable X-ray flux (Walter et al. 1987), two properties that suggest a powerful surface magnetic activity. It is therefore likely that its almost sinusoidal light curve is caused by the presence on the stellar surface of a large spotted region. Because HDE 283572 is a rapid rotator with $v \sin i \approx 80$ km/s as well as one of the brightest WTTSs ($m_V = 8.6$), its surface temperature distribution can be studied by Doppler imaging techniques.

2. Observations and Method

Spectroscopic observations were carried out in February 1993 at Observatoire du Pic du Midi. Observations at the 2m Bernard Lyot telescope equipped with the MUSICOS spectrograph (Baudrand & Böhm 1992) took place on eight fairly clear nights during a two week observing period. The selected wavelength domain extended from 5570 Å to 8650 Å. At resolution $R = 38000$ (corresponding to a pixel of ≈ 0.16 Å), the exposure time varied from half an hour to one hour. The Journal of Observations is given in Table 1, where the following indications are given. Column 1: spectrogram number; Column 2: last digits of the observation's Julian Date (add 2,440,000); Column 3: rotational phase at mid-exposure; Column 4: exposure time; Column 5: signal-to-noise ratio of individual spectrogram.

Standard data reduction was performed with the MUSICOS software package and the value of the rotational phase corresponding to each spectrogram was determined from the ephemeris and 1.548 day rotation period given by Walter et al. (1987).

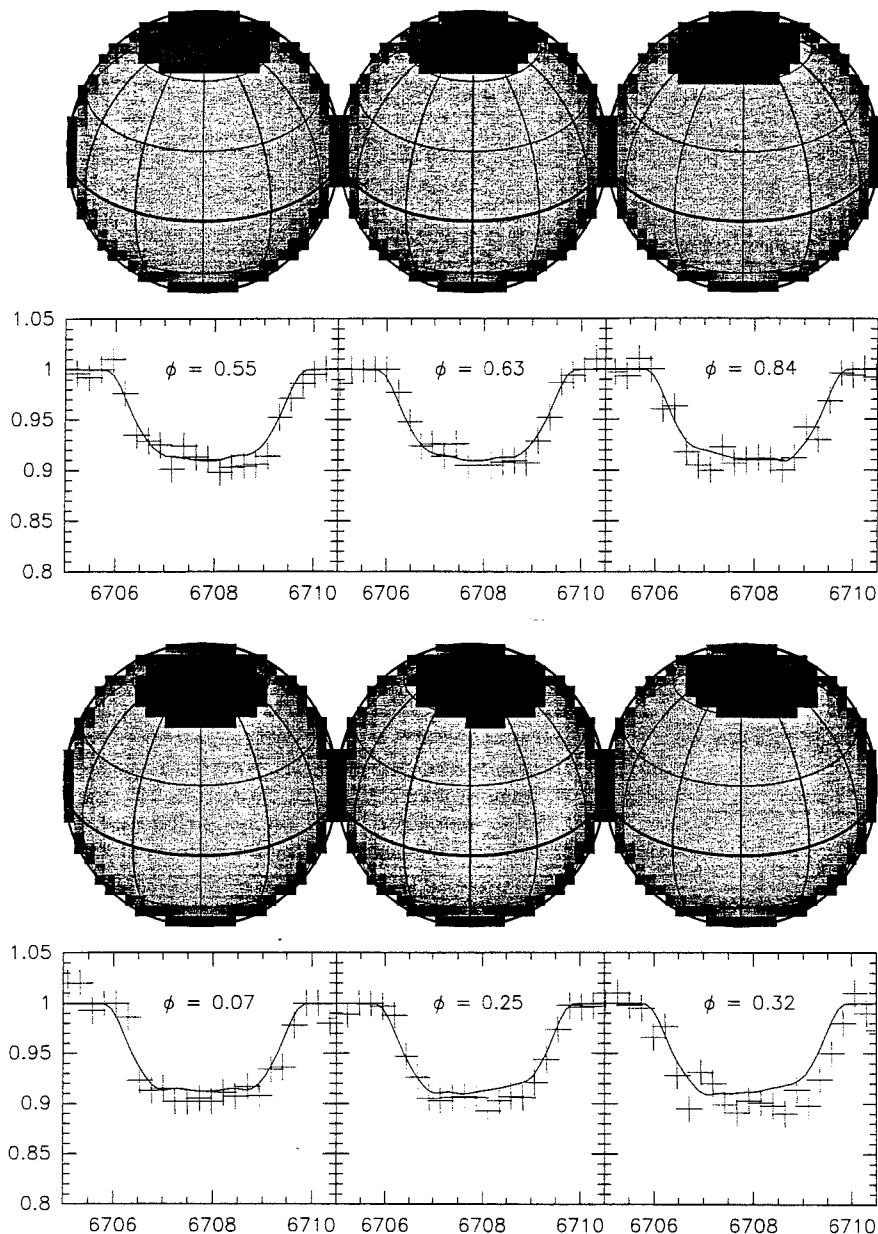


Fig. 1. Photospheric temperature map of HDE283572 at various rotational phases, as obtained from Doppler imaging. The corresponding observed (crosses) and model (solid line) profiles of the LiI $\lambda 6707\text{\AA}$ line are also shown for each phase. The spatial resolution is inferred from the actual spectral resolution. The brightest grey corresponds to maximum temperature (5300K) and black corresponds to about 3700K (see Table 3)

Doppler imaging analysis was performed using simultaneously the FeI $\lambda 6400\text{\AA}$, FeI $\lambda 6393\text{\AA}$, CaI $\lambda 6439\text{\AA}$, and LiI $\lambda 6707\text{\AA}$ photospheric lines. The large equivalent widths of these line result in maximum line depths close to or larger than 0.1 (in units of the continuum level) in spite of the large angular velocity of the star, thus making the Doppler analysis more reliable than with shallower lines.

The method used to image the surface is basically the same as in Paper I, to which the interested reader is referred for details. Two modifications were however introduced to improve the method.

(i) Local absorption profiles were computed for the relevant lines using the LTE transfer numerical code of Gustafsson (Bell et al. 1976), using solar abundance values for FeI and CaI and

interstellar abundance for LiI. The four line parameters in the Milne-Eddington formalism were constrained by a χ^2 minimization for each numerically computed local line profile (Paper I uses the line equivalent width instead). These parameters are tabulated and used subsequently to describe the computed theoretical profiles.

(ii) Line blends make it difficult to isolate single line components in late-type spectra and may modify significantly the shape and equivalent width of the considered lines. We thus took into account blending in the vicinity of the lines used for the analysis.

The stellar parameters used in the computation, taken from Walter et al. (1987), are given in Table 2. We use the relationship of Cohen and Kuhn (1979) between spectral type and effective temperature.

Table 1. Journal of Observations

#	Julian Date	Φ_{rot}	$t_{exp}(s)$	S/N
1	9020.353	0.43	1800	92
2	9021.293	0.04	3600	120
3	9021.341	0.07	3600	136
4	9023.277	0.32	3600	100
5	9025.311	0.63	3600	187
6	9026.265	0.25	3600	178
7	9026.314	0.28	2700	133
8	9028.268	0.55	3600	127
9	9028.316	0.58	3600	130
10	9029.342	0.24	3600	145
11	9030.279	0.84	3600	120

Table 2. Photospheric properties of HDE 283572. Abundances are on a scale where $\log N(H) = 12$.

T_{eff}	$\log g$	v_{eq}	i	N(Li)	N(Ca)	N(Fe)
K	(cgs)	km/s	(°)			
5300	3.8	90	60	3.2	6.36	7.48

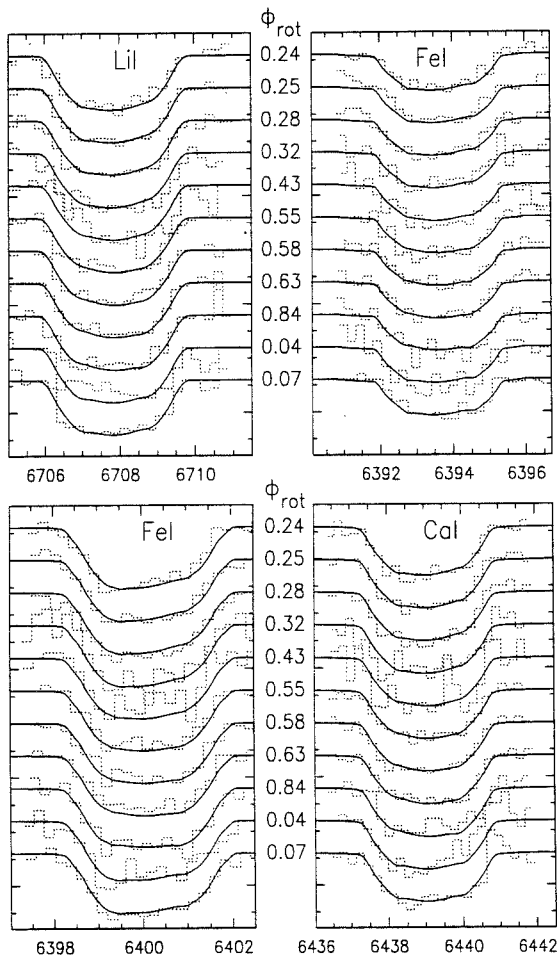


Fig. 2. Profiles of the photopheric lines used for the Doppler imaging analysis (dotted lines). The solid lines show the best solution.

3. Results and Discussion

The result of the Doppler imaging procedure is straightforward. The best data fit is obtained for a large single spot covering the rotational pole visible to us (Figure 1). Spot properties are summarized in Table 3, where θ and ϕ are respectively the colatitude and longitude of the spot center at zero phase, where Θ is the spot angular radius, and where f_{max} is the maximum projected spot area as seen at phase Φ_{rot} . This large spot remains visible at all rotational phases. We note that a spot with similar properties but located at the other rotational pole of the star would remain unseen at all phases, so that the possibility of a magnetic dipole field geometry for HDE 283572 is not excluded by our data.

Table 3. Properties of HDE 283572 spot

T_{spot}	θ	ϕ	Θ	f_{max}	Φ_{rot}
3700	5°	-25°	30°	0.15	0.07

Comparison of the spot locations of V410 Tau and HDE 283572 shows that the spots are predominantly located at high latitude in both objects. The temperature difference between the spot and surrounding photosphere is comparable in both stars and the average spot area of HDE 283572 is about half as large as that of V410 Tau. Because the spot is almost centered at the pole, stellar rotation results in only a small photometric modulation with approximate amplitude $\Delta m_V \approx 0.04$ mag. This computed value is consistent with the upper limit of 0.05 mag for the V-band variations obtained simultaneously to our spectroscopic data. From the Doppler images, we deduce that the minimum of light occurs approximately at phase which may indicate that the spot position remained nearly constant during the last 7 years. Since the amplitude of the V-band variations has changed by a factor of two during the same time span, the spot size must have diminished accordingly.

We discussed in Paper I the major limitations of the Doppler imaging method. Since photospheric spots found by Doppler imaging techniques in rapid rotators, and particularly in the two T Tauri stars that we investigated so far, appear to be predominantly located at high latitude, it is important to discuss whether this may be an artefact of the method (see also Vogt et al. 1987, Strassmeier 1990, Joncour 1994). In the case of HDE283572, it is very difficult to reconcile the usually observed flat bottom line profiles (see Figure 2) with the presence of low latitude photospheric inhomogeneities at the stellar surface. This is because the profile deformations always appear at or near line center rather than at higher radial velocities. The inferred presence of the polar spot is therefore quite robust in this case. Note that in spite of the simple geometry of the stellar spot found here, its imaging would probably not have been possible by photometric monitoring alone. Analysis of the spectral line changes allows us to deduce that the spot covers a large range of radial velocities at line center, and is therefore polar. The physical reason for the presence of presumably long-lived structures at these latitudes is far from being understood. Schüssler and Solanki (1992) proposed that rotation may play a major role in the emergence of spots near the rotational pole.

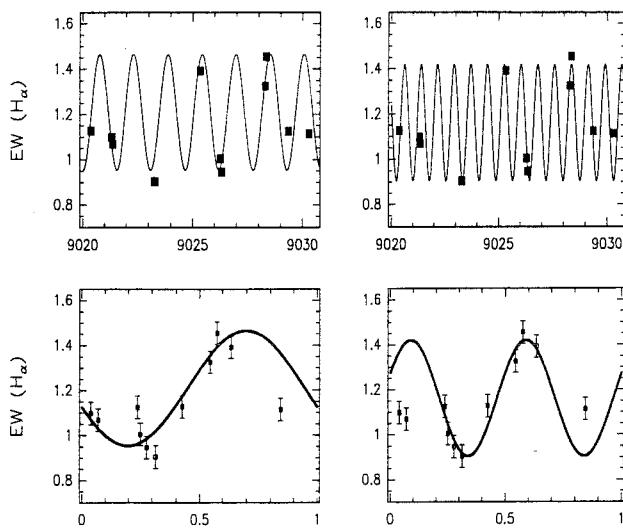


Fig. 3. Upper left panel: H_α equivalent width plotted as a function of Julian Date (add 2,440,000). The solid line represents the best fit for a period equal to the stellar rotation period. Upper right panel: same as upper left panel, except that the solid line represents the best fit for half the stellar rotation period. Both fits have comparable χ^2 . Lower left panel: same as upper left panel, but the H_α equivalent width is now plotted as a function of the rotational phase. Lower right panel: same as upper right panel, but for the rotational phase.

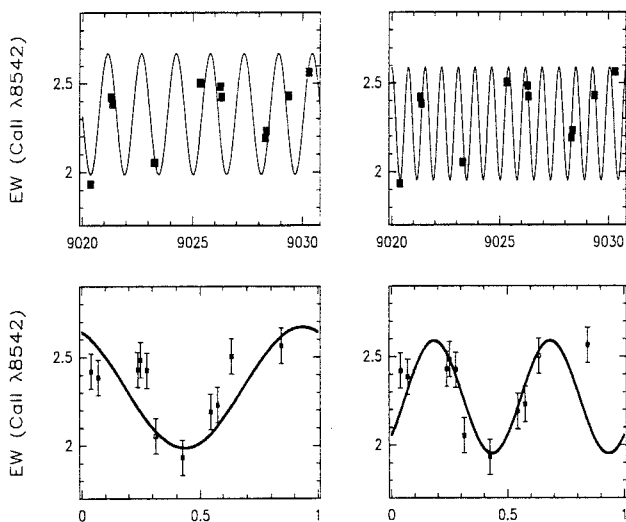


Fig. 4. Same as Figure 3 but for the CaII $\lambda 8542\text{\AA}$ line.

4. Rotational Modulation of H_α and CaII Infrared Triplet Lines?

Our spectrograms contain the Balmer H_α line and two lines of the CaII infrared triplet (8542\AA and 8662\AA). However, the CaII $\lambda 8662$ line is located near the edge of the CCD chip, and its signal-to-noise ratio is too low to make it usable in the following analysis; we thus concentrated on the two other lines. Although these lines always remain in absorption, we find significant variations of their equivalent widths that suggest chromospheric activity. It is well known that bright chromospheric plages generate emission feature that partially fill some absorption photospheric lines (Herbig 1985).

We show in Figures 3 and 4 the variations of the H_α and CaII 8542\AA equivalent line widths are consistent with either the rotation period of the star or the half-period. In fact, the solutions are probably not sine curves since the values are not well fitted for extreme phases. The periodic appearance of a complex structure responsible for the line flux variation and located between phase 0.2 and 0.7 is instead suggested. The minimum of H_α and CaII equivalent widths occur at different phases, which probably indicates that regions emitting the two lines are different. Because of the low number of available data points, we will not try to give here a detailed interpretation of this possible chromospheric structure.

It is clear, however, that these large equivalent width variations cannot arise in the spot itself. We expect at most a 5% variation of the CaII line equivalent width in the spot, and the modulation is hardly compatible with a structure closely associated with the stellar poles. Additional observations will therefore be necessary to confirm this apparent first detection of rotational modulation in the chromospheric lines of a T Tauri star and to study its origin.

Acknowledgements. We are indebted to Monique Spite for help with the stellar atmosphere code computations and for useful discussions. It is a pleasure to thank T. Böhm for help during observations.

References

- Baudrand J., Böhm T., 1992, A&A, 259, 711
- Bell, R.A., Eriksson, K., Gustafsson, B., Norland, A., 1976, A&AS, 23,37
- Donati J.F., Brown S.F., Semel M., Rees D.E., Dempsey R.C., Matthews J.M., Henry G.W., Hall D.S., 1992, A&A 265, 682
- Feigelson E.D., Giampapa E.D., Vrba F.J., 1991, in *The Sun in Time*, (eds.) Sonett C.P., Giampapa M.S., Matthews M.S., p. 658
- Herbig G.H., Soderblom D.R., 1980, AJ 242, 628
- Herbig G.H., 1985, ApJ 289, 269
- Joncour I., Bertout C., Ménard F., 1994, A&A 285, L25
- Joncour I., 1994, PhD Thesis, Paris VII University
- Königl A., 1991, ApJ 370, L39
- O'Neal D., Feigelson E.D., Mathieu R.D., Myers P.C., 1990, AJ 100, 1610
- Schüssler M., Solanki S.K., 1992, A&A 264, L13
- Strassmeier K.G., 1990, ApJ 348, 682
- Strassmeier K.G., Welty A.D., Rice J.B., 1994, A&A 285, L17
- Vogt S.S., Penrod G.D., Hatzes A.P., 1987, ApJ 381,396
- Walter F.M., Brown A., Linsky J.L., Rydgren A.E., Vrba F., Roth M., Carrasco L., Imhoff C.L., 1987, ApJ 314, 297

This article was processed by the author using Springer-Verlag L^AT_EX A&A style file 1990.

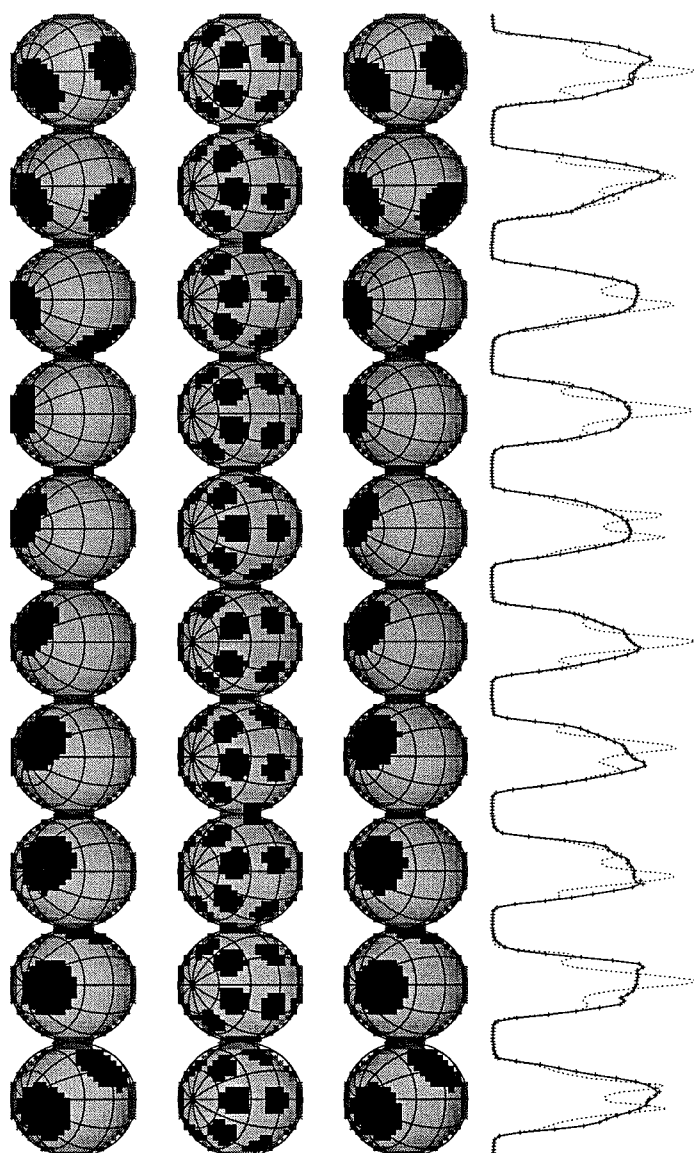


FIG. 3.6 - *RECONSTRUCTION 1*: En haut, les images ayant servi au calcul des données synthétiques. Juste en-dessous, la configuration des taches initiales ayant amorcé le processus de reconstruction. Encore en-dessous, l'image reconstruite au terme de 20 itérations (voir figures suivantes pour le détail du processus. En bas : profils de raie les symboles (ou histogrammes pour les figures ultérieures) correspondent aux profils utilisés comme données pour la reconstruction ; trait continu en pointillé profils correspondent à la configuration initiale ; trait plein profils ajustés au terme du processus de minimisation.

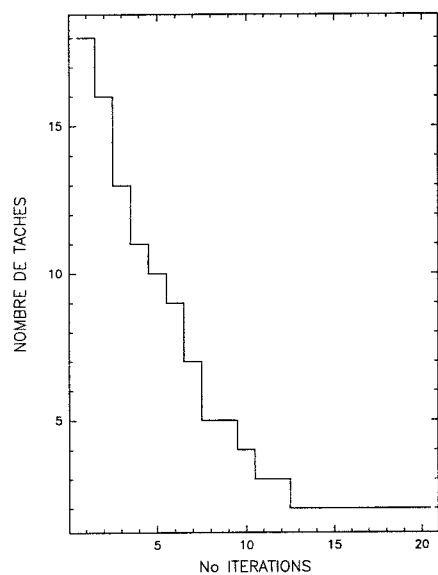


FIG. 3.7 - *MODELE 1 : Evolution du nombre de taches au cours du processus de minimisation du χ^2 .*

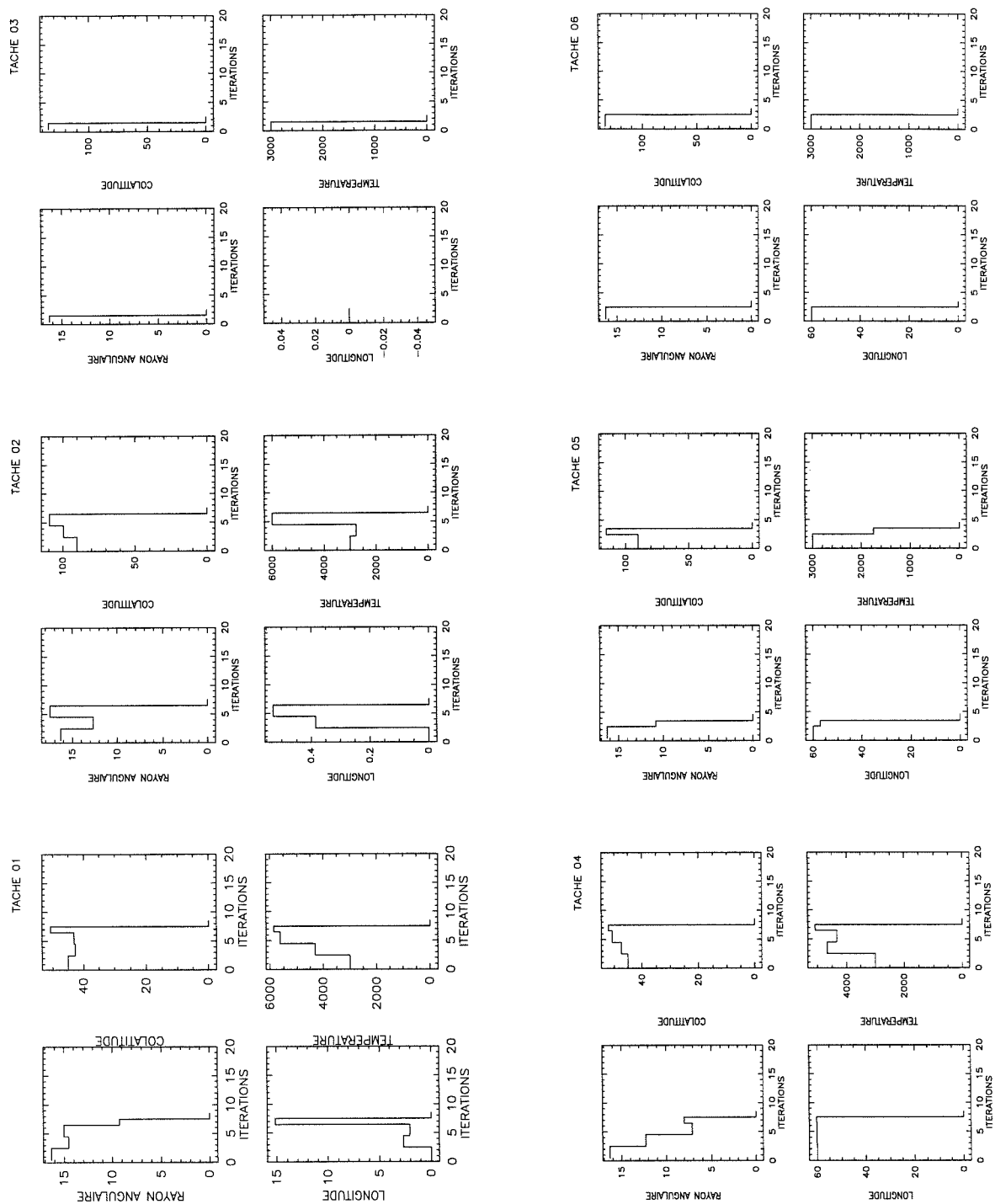


FIG. 3.8 - *MODELE 1: Evolution des paramètres des taches 1 à 6 au cours de la reconstruction.*

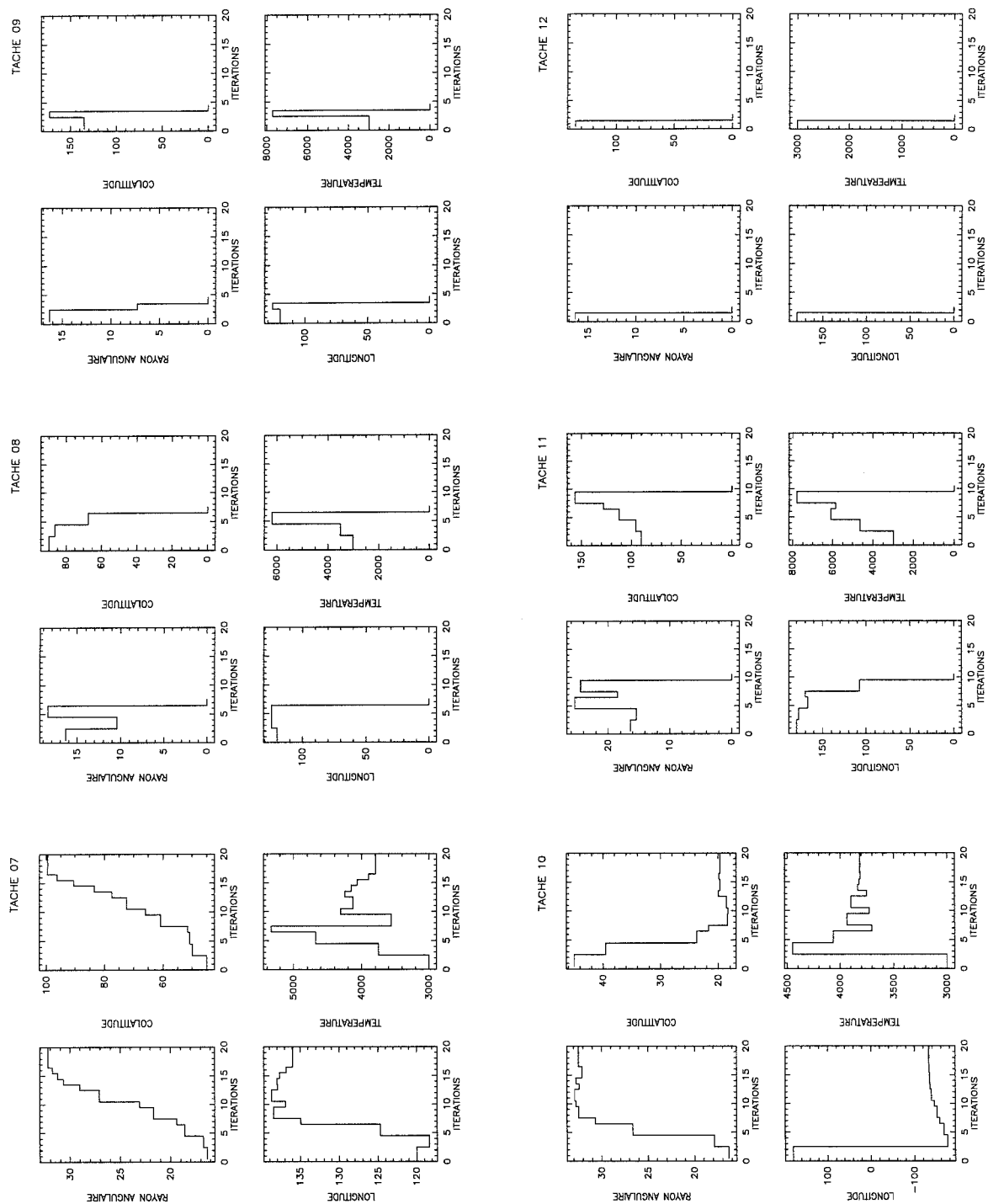


FIG. 3.9 - *MODELE 1: Evolution des paramètres des taches 7 à 12 au cours de la reconstruction.*

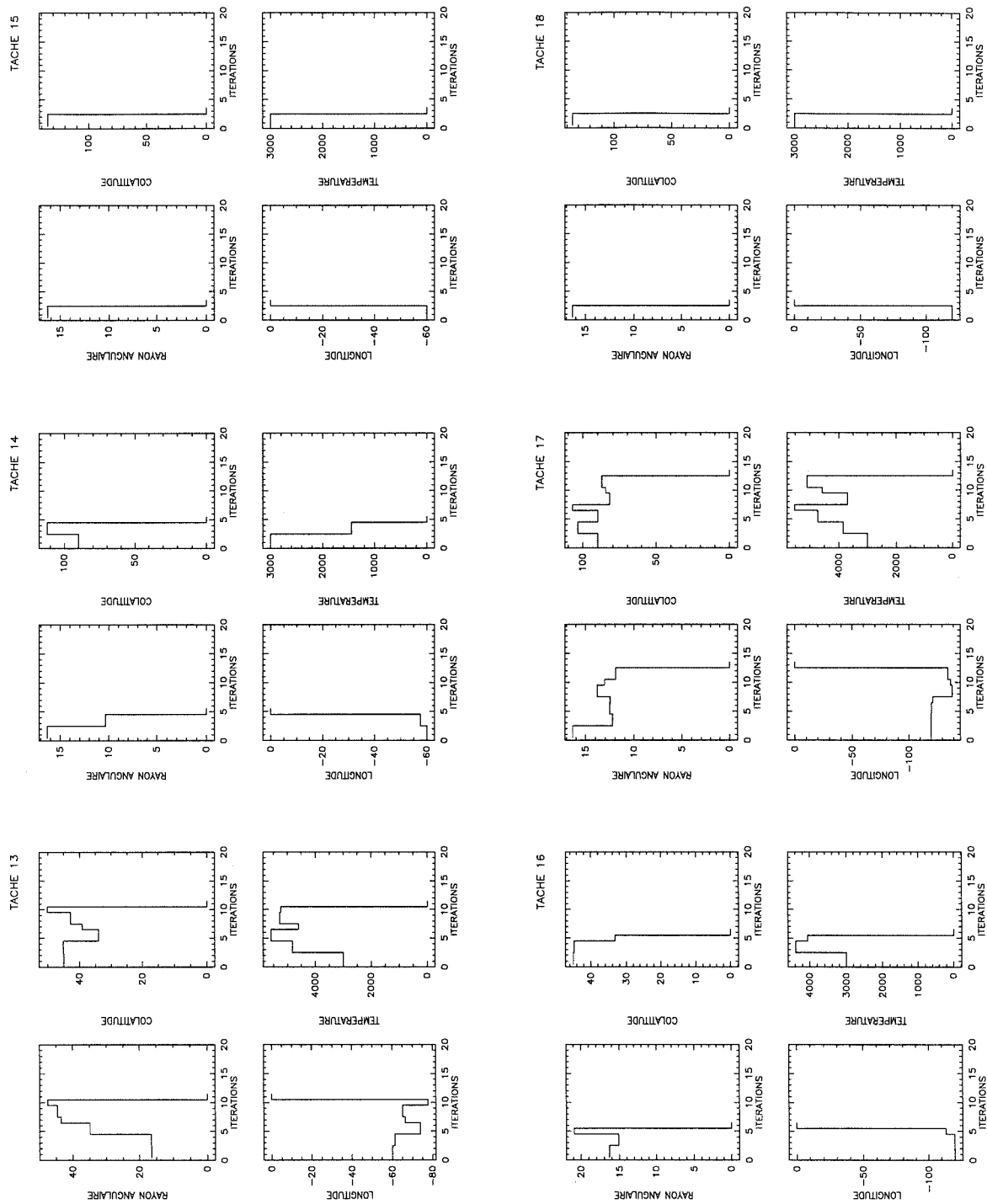


FIG. 3.10 - *MODELE 1: Evolution des paramètres des taches 13 à 18 au cours de la reconstruction.*

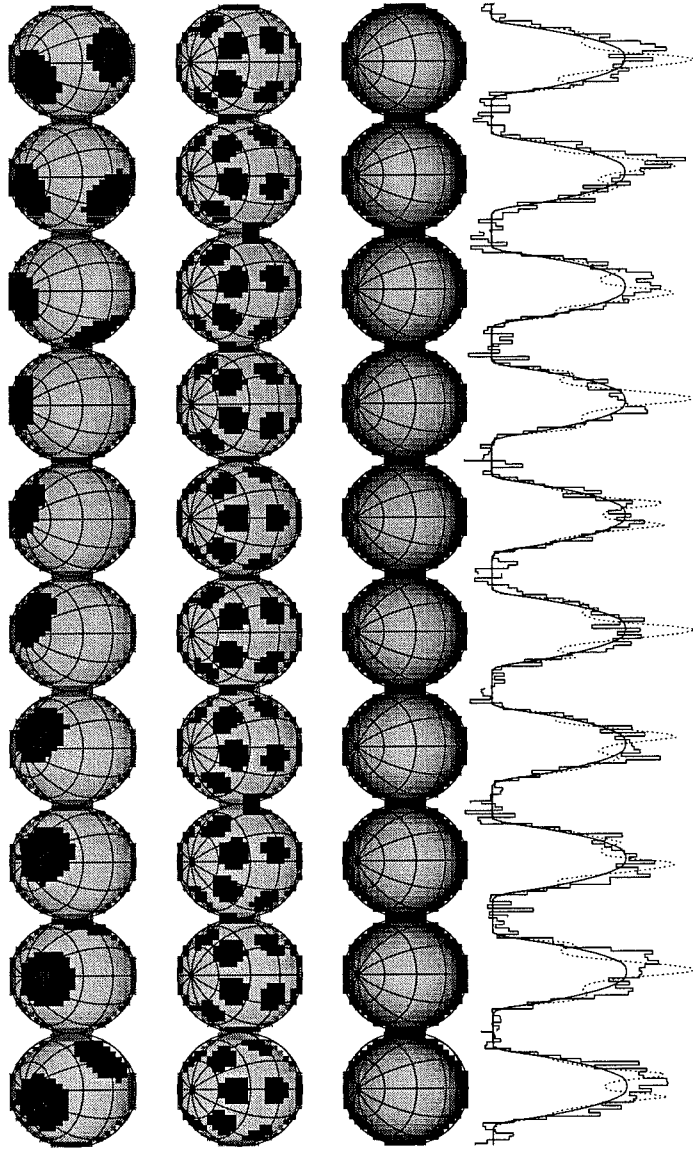


FIG. 3.11 - *MODELE 1 avec bruit : les données initiales n'ont pas suffi pour accrocher les déformations locales, la photosphère est "nettoyée". Les taches introduites initialement ont une surface projetée trop petites : les déformations qu'elles engendrent ne dominent pas le bruit ; ainsi les paramètres initiaux ne sont pas bien contraints par les données. Il est nécessaire d'adopter des taches plus grandes comme conditions initiales.*

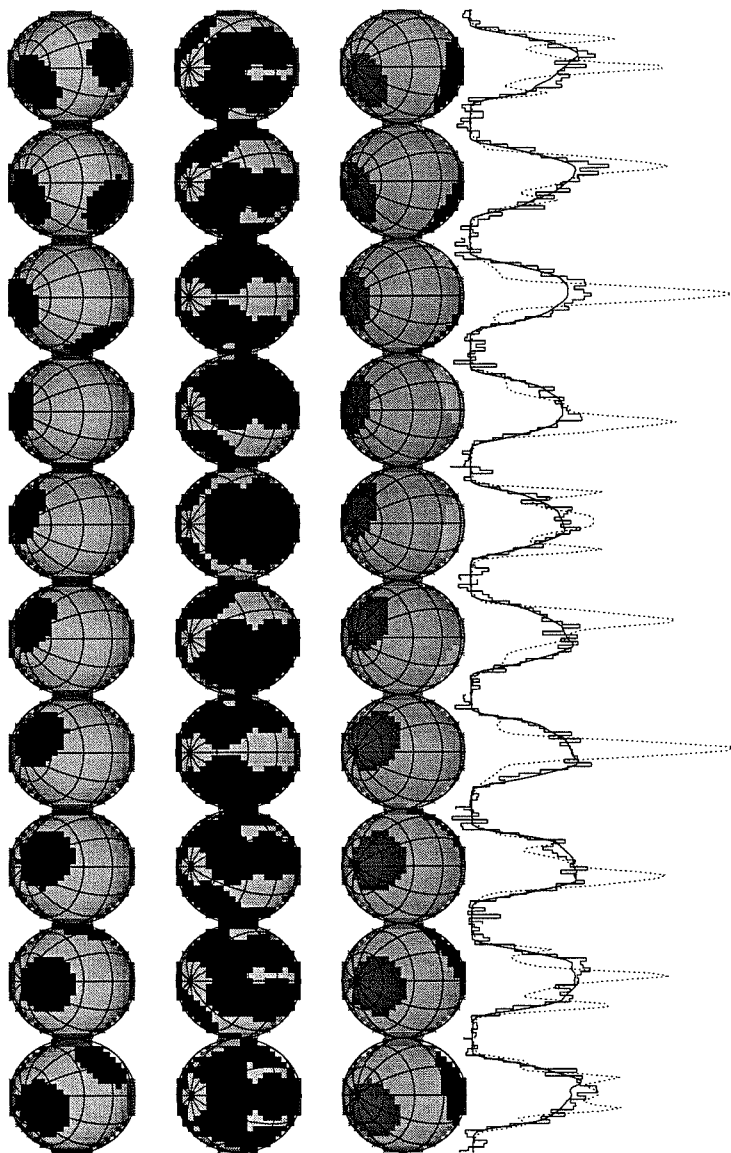


FIG. 3.12 - *MODELE 1 avec bruit*: Les paramètres initiaux des taches sont tels qu'une faible fraction de la photosphère "propre" est découverte. Les déformations sur les profils de raie sont importantes et le processus d'ajustement des taches peut s'amorcer correctement. La reconstruction finale est correcte pour la tache polaire, alors que l'équateur est moins résolu. (Voir texte pour discussion)

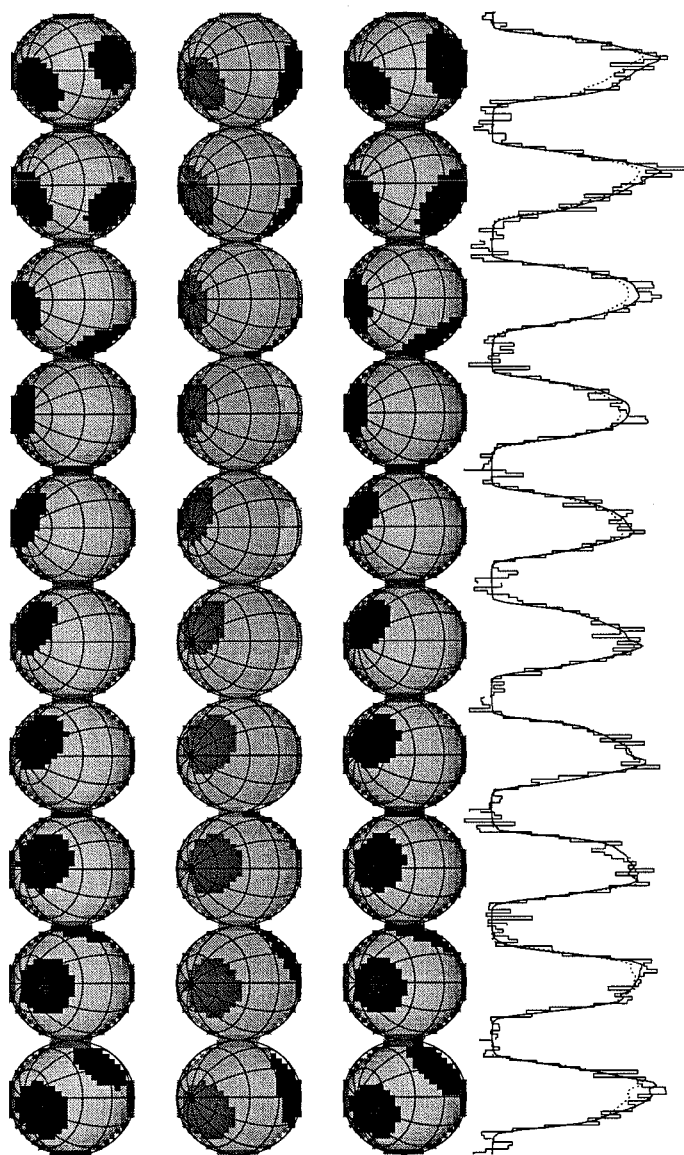


FIG. 3.13 - *MODELE 1 ; données bruitées. L'équateur étant situé au bord du disque, l'assombrissement centre bord rend nécessaire un second processus d'ajustement à partir des paramètres obtenus précédemment. Mais au bout du compte on retrouve bien la configuration réelle des taches.*

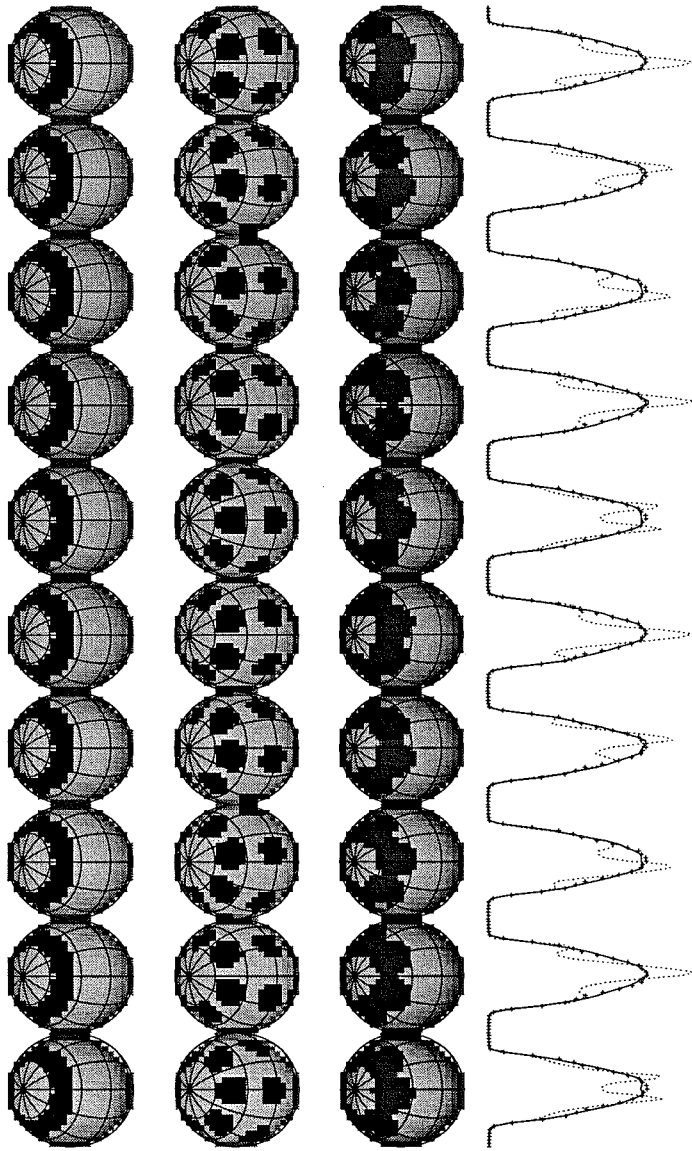


FIG. 3.14 - *MODELE 2: Reconstruction d'une structure axisymétrique à partir de taches éparpillées introduites comme conditions initiales.*

Chapitre 4

Conclusions-Prospectives

4.1 Résumé

L'objectif était de tester si l'imagerie doppler était applicable sur les jeunes étoiles T Tauri. Pour différencier une variabilité imputable à l'environnement circumstellaire riche présent autour des CTTS, d'une variabilité purement stellaire, il était nécessaire de s'intéresser de prime abord aux WTTS, qui se sont apparemment affranchies plus vite que les autres de leur matière circumstellaire visible proche, et dont les variations photométriques présentent pour certaines des variations périodiques importantes.

Nous avons dans le cadre de cette thèse élaboré un programme de reconstruction numérique pour obtenir la cartographie en brillance de la surface des étoiles à partir de l'analyse simultanée de plusieurs raies spectrales obtenues à différentes phases rotationnelles. La méthodologie adoptée évite la charge d'un nombre de paramètres libres supérieur aux contraintes imposées par les données (ce qui contribue dans le cas contraire au caractère mal-conditionné du problème de déprojection) en présupposant l'existence de taches à la surface réparties aléatoirement. La minimisation de la fonction de mérite (ou moindre carré) permet de contraindre les paramètres libres des taches, en supprimant en cours de la reconstruction les taches qui sont mal contraintes par les données. Le programme de reconstruction est découplé du transfert radiatif ; on calcule des profils locaux (non élargis) par la rotation à l'aide du code de transfert numérique de Gustafsson (Bell et al. 1976) en fonction des paramètres typiques de l'atmosphère (vitesse de micro-turbulence, gravité, position sur le disque, température). Pour éviter le stockage lourd de tous ces profils dans le programme de reconstruction, nous avons procédé à l'ajustement de ces profils à

l'aide des paramètres du modèle de Milne-Eddington, qui respectent parfaitement la forme des profils théoriques. Ces paramètres sont ensuite rangées dans des tables et utilisés dans le programme d' "inversion". Les tests menés nous montrent que cette méthode permet bien la reconstruction d'images tests, avec des diagnostics clairs lorsque le programme converge vers une mauvaise solution. L'étude des déformations dans les raies dues aux inhomogénéités photosphériques en température dans le chapitre 2, nous a permis de reconnaître deux effets dans les raies dues aux taches. Un effet global qui tend, quelque soit la position de la tache sur l'étoile, à creuser (resp. remonter) le profil pour des taches froides (resp. taches chaudes) ; cet effet ne déforme pas la raie, la forme du profil est celle d'une raie élargie par la rotation. Sur cet effet global, se superpose des effets locaux localisés à la vitesse projetée de l'inhomogénéité; seul cet effet contribue à localiser la raie spatialement. Lorsque lors de la minimisation, on est au voisinage du minimum local qui minimise non pas l'écart des déformations locales, mais les effets globaux sur les raies, la solution converge vers une tache polaire de large surface mais de faible température effective, ce qui n'engendre pas de déformations locales sur les profils finaux. La convergence vers ce type de solutions nous amène alors à relancer une nouvelle distribution de taches légèrement modifiée, jusqu'à converger vers une solution qui met bien l'accent sur les déformations locales. L'artefact de la méthode de ces taches polaires de faible différence de température avec la photosphère ne remet bien sûr pas en cause, les reconstructions que nous avons menées sur deux étoiles T Tauri à faibles raies d'émission (V410 Tau et HDE 283572). Nous avons en effet trouvé des taches situées plutôt dans les régions polaires ; mais la signature de ces taches dans les profils indiquent clairement qu'il ne s'agit pas de minimisation de type global, et que ces structures sont réelles.

4.2 Projets Observationnels

Cette première analyse à l'aide de l'imagerie doppler de ces deux jeunes étoiles ne fait que prélude à une étude plus systématique des autres étoiles de la même classe. Pour les WTTS, il serait utile d'étudier la répartition des taches en latitudes et leur facteur de couverture en fonction de la vitesse de rotation, pour contraindre les modèles dynamo. Il serait d'autre part intéressant de joindre à ce type d'analyse des observations polarimétriques larges bandes, pour tester si ces taches correspondent à une organisation à grande échelle du champ magnétique. Dans le même ordre d'idée, utiliser des spectro-échelles qui nous donnent simultanément (MUSICOS,

ELODIE) des raies dans tout le spectre rouge (bleu) est un atout appréciable car cela permettrait de sonder la structure atmosphérique et de déceler si les structures photosphériques se poursuivent comme c'est le cas sur le Soleil, plus haut dans la chromosphère. Bien que le transfert radiatif soit plus compliqué à résoudre pour ces altitudes où le continu devient optiquement mince, il est tout à fait important d'initier ce type de calculs pour étudier le magnétisme de ces étoiles. Une étude multi longueur d'onde (radio, X, UV, visible) permettrait de caractériser plus complètement les structures magnétiques présentes.

Le suivi de la cartographie en brillance de ces étoiles au cours du temps est aussi indispensable pour étudier la stabilité des taches et donc la durée de vie des structures. Se renouvellent-elles constamment ou bien est-ce toujours les mêmes qui sont observées. Au moins pour V410 Tau, il semblerait d'après le suivi photométrique à long terme dans les différentes bandes UBVRI les taches soient stables à l'échelle d'une dizaine d'années. La présence d'une rotation différentielle à la surface pourrait rendre compte de la variation périodique à long terme de la courbe de lumière qui passe d'une courbe à un seul pic à une courbe où deux pics : cette configuration pourrait présager d'une migration lente des taches.

La présence de larges taches plutôt situées à des hautes latitudes (observées sur ces deux étoiles mais aussi dans les systèmes RsCVn) est surprenante si l'on compare ces structures à celles qui sont observées sur le soleil et qui sont plutôt confinées à des bandes de latitude voire équatoriale vers le minimum d'activité. L'effet de la rotation en combinant un double effet de la force de Coriolis qui pousserait les taches à émerger vers des latitudes élevées peut peut-être en partir fournir une explication à ce phénomène (Schlüßler, 1992). La plupart des modèles dynamo excluait les solutions qui ne cadraient pas avec les observations du cycle magnétique solaire. Une nouvelle ère semble s'ouvrir et qui laisse le champ libre à des solutions nouvelles de processus dynamo : récemment il a été montré qu'une instabilité non-axisymétrique de tubes de champ toroïdaux dans une étoile en rotation peut engendrer un effet dynamo préférentiellement localisé à des hautes latitudes (Ferriz-Mas et al., 1994), voire d'exhumer des solutions reléguées au rang de "Toy-model". D'autre part, les données héliosismologiques ont permis ces dernières années de localiser la dynamo solaire à la base de la zone convective. Les étoiles étant entièrement convectives, cette zone de transition n'existe pas. Il se pourrait donc que le processus dynamo à l'œuvre dans ces étoiles est donc soit foncièrement différent de celui du Soleil. Peut-être aussi que le champ magnétique fossile contribue à l'activité magnétique sur ces jeunes étoiles.

L'imagerie Doppler appliquées aux étoiles T Tauri classiques est certainement le prochain défi à relever. Il existe approximativement deux grandes catégories de modèles théoriques pour décrire les modes possibles d'accrétion de la matière sur l'étoile. Tous deux prennent appui sur l'existence d'un disque d'accrétion confiné dans le plan équatorial de l'étoile. La connection du disque avec l'étoile pourrait se faire soit sous la forme d'une couche limite axisymétrique de type hydrodynamique (Bertout, Regev), soit la magnétosphère de l'étoile disrupterait le disque à la distance typique du rayon de corotation. Dans ces modèles la magnétosphère stellaire est de type dipolaire et la matière accrétée gelée (au moins en partie) aux lignes de champ serait canalisée et retomberait sur l'étoile en relachant toute son énergie potentielle au point d'impact avec la surface de l'étoile (Königl, 1991, Regev, 1994). Les structures décelables seraient donc dans ce cas plutôt polaires alors que dans le premier cas on s'attendrait à des structures axisymétriques. La variabilité due à l'environnement circumstellaire serait moins important dans la partie bleue du spectre électromagnétique et il serait plutôt adapté d'effectuer ces études sur des raies fortement ionisées, pour isoler les différentes sources de variabilité.

4.3 Programmes de reconstruction

Il est nécessaire de combiner des observations photométriques simultanées aux observations spectroscopiques pour contraindre le mieux possible la température des taches.

L'accès à des télescopes plus grands permet l'obtention de données de meilleure qualité (i.e. de plus grands rapports signal à bruit), et l'utilisation de spectrographes échelles de haute résolution instrumentale améliore le nombre des éléments résolus, de telle sorte que cette modélisation paramétrique si elle demeure un outil intéressant, il serait bien de développer des techniques de reconstruction originales; il est toujours intéressant de disposer de plusieurs moyens de confrontations d'outils différents pour décrire la réalité.

Le fait que en quelque sorte le nombre de taches soit aussi un paramètre libre du problème et que le programme apprenne à les faire disparaître introduit une notion intéressante d'apprentissage qui peut faire penser aux processus de reconstruction à l'aide de réseaux neuronaux. C'est une voie qui à ma connaissance n'a pas été investiguée dans le cadre de l'imagerie doppler, et il me semble que c'est une prospective intéressante.

Une autre voie possible d'investigation est la poursuite de la réflexion amorcée

dans la section 1.2 ; ces premiers éléments d'analyse laisse présager d'une stratégie pour définir la trame des éléments résolus en vitesse projetée sur la surface de l'étoile et de plus discernables isolément les uns des autres dans le rapport du signal sur bruit disponible. Dans ces conditions, le problème devient inversible. Il serait intéressant d'étudier ce point plus en détail.

ANNEXES

Annexe A

RAIES D'ABSORPTION

A.1 Elargissement des raies

Plusieurs facteurs contribuent à élargir les raies d'absorption des atmosphères stellaires. Les raies observées résultent du transfert d'une source de rayonnement (approximativement un corps noir) émergeant à la photosphère au travers d'une atmosphère gravitationnellement stratifiée. La modélisation de ces raies commence d'abord par la reconnaissance des interactions locales qu'entretiennent le champ de rayonnement avec les atomes qu'il rencontre. Ainsi l'absorption de photons par un atome qui passe ainsi d'un niveau i vers un niveau de plus forte énergie j se caractérise par la distribution en longueur d'onde des photons concernés par la transition et d'autre part par la section efficace des interactions que l'atome peut entretenir. Le profil du coefficient d'absorption $\phi(\lambda)$ est pour sa part entièrement dépendant des interactions locales que les atomes entretiennent avec leur environnement (champ de rayonnement et autres constituants). Par contre, la section efficace d'absorption (i.e. l'intégrale du coefficient d'absorption) par atome ne dépend quant à elle que des caractéristiques quantiques des états d'énergie mis en jeu et se réduit à l'expression :

$$\sigma_{ji} = \int \kappa_{d\lambda} d\lambda = \frac{\pi e^2 f_{ji}}{m_e c^2} \lambda_0^2 = 8.8510^3 \lambda_0^2 N_j f_{ji}, \quad (\text{A.1})$$

où λ_0 est la longueur d'onde de la transition (en Å), f_{ji} est la force d'oscillateur de la transition ($j \rightarrow i$) et s'exprime en fonction de la probabilité de désexcitation spontanée A_{ij} et des poids statistiques g_i, g_j :

$$f_{ji} = \frac{m_e c}{8\pi^2 e^2} \lambda^2 \frac{g_i}{g_j} A_{ij} = 1.499210^{-16} \lambda^2 \frac{g_i}{g_j} A_{ij}, \quad (\text{A.2})$$

(λ en Å).

En fonction de la longueur d'onde le coefficient d'absorption s'exprime comme

$$\kappa(\lambda)d\lambda = \sigma_{ij}\lambda_0^2/c\phi(\lambda)d\lambda \quad (\text{A.3})$$

avec

$$\int \phi(\lambda)d\lambda = 1 \quad (\text{A.4})$$

Nous allons dans la suite passer succinctement en revue les différentes causes d'élargissement, qui vont imposer la forme au profil $\phi(\lambda)$ et accroître le nombre de photons concernés par la transition.

A.1.1 Elargissement naturel

Cet élargissement est dû à la durée de vie finie des états excités. Pour un atome dans un état excité j , cet état étant instable il aura tendance à se désexciter spontanément vers un état i d'énergie inférieure avec une probabilité $4\pi A_{ji}$ (intégrée sur l'angle solide). L'évolution dans le temps de la population des atomes dans l'état j , s'il existe plusieurs états d'énergie plus basse est donnée par

$$\frac{dN_j}{N_j} = -dt \sum_i A_{ji} \quad (\text{A.5})$$

Le temps caractéristique associé au dépeuplement spontané du niveau j est donc l'inverse de la somme des probabilités $\tau = \Gamma_j^{-1} = (\sum_i A_{ji})^{-1}$ de désexcitation vers tous les niveaux autorisés de plus basse énergie. La durée de vie finie du niveau supérieur, en vertu du principe d'incertitude d'Heisenberg, entraîne une incertitude sur l'énergie de l'état j $\Delta E_j = \frac{\hbar}{\tau}$; la même incertitude sur l'énergie du niveau inférieur existe. Les longueurs d'onde des photons émis (resp. absorbés) lors des désexcitations (resp. excitations) auront corrélativement ce même degré de liberté.

Pour évaluer la distribution en longueurs d'onde des photons émergeant lors d'une transition, on peut considérer l'interaction d'une onde électro-magnétique plane (lumière incidente) par un atome, lui-même assimilé à une charge négative liée par une force élastique K au noyau de charge positive. La première interaction résulte en une oscillation de l'électron avec la pulsation résonante $\omega_0 = \sqrt{K/m_e}$. Le rayonnement de la charge mis en mouvement prélève de l'énergie cinétique ce qui se traduit par un amortissement du mouvement. Le mouvement d'un tel oscillateur est donc

$$x(t) = x_0 \exp(-i\omega_0 t) \exp(-\gamma/2t) \quad (\text{A.6})$$

dont la transformée de Fourier vaut :

$$x(\omega) = x_0/(2\pi)(i(\omega - \omega_0) - \gamma/2)^{-1} \quad (\text{A.7})$$

La puissance rayonnée est proportionnelle à la norme de $x(\omega)x^*(\omega)$ ce qui donne une fois normalisé à 1 un profil de Lorentz (la constante de normalisation du profil fixe alors la valeur de la section efficace citée plus haut)

$$\phi_L(\omega)d\omega = \frac{\gamma}{2\pi}(\Delta\omega^2 + (\gamma/2)^2)d\omega \quad (\text{A.8})$$

ou alors exprimé en longueur d'onde

$$\phi_L(\lambda)d\lambda = \frac{\gamma\lambda_0^2}{4\pi^2c} \frac{1}{\Delta\lambda^2 + (\gamma\lambda_0^2/4\pi c)^2}d\lambda, \quad (\text{A.9})$$

où,

$$\gamma \simeq \sum_{k < j} A_{jk} + \sum_{l < i} A_{il} = \Gamma_{rad}. \quad (\text{A.10})$$

Ce n'est que dans des conditions de laboratoire que les raies de largeur naturelle peuvent être observées. Dans la majorité des cas, les autres sources d'élargissement dominant.

A.1.2 Elargissement Doppler

Les atomes absorbants animés d'une vitesse v interagissent avec les photons dont la longueur d'onde est décalée de

$$\Delta\lambda_D = \frac{v}{c}\lambda_0 \quad (\text{A.11})$$

Si la distribution des vitesse est Maxwellienne, le profil des photons émergents est une gaussienne telle que

$$\phi_D(\lambda)d\lambda = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\lambda_D} \exp - \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D} \right)^2 d\lambda \quad (\text{A.12})$$

où $\Delta\lambda_D = \lambda v/c$, avec $v = c_s$ la vitesse thermique du gaz telle que $c_s = 2kT/\mu m_H = 9,10 \left(\frac{T}{5000} \right)^{1/2} \mu^{-1/2} \text{km/s}$, μ est le poids atomique des absorbants en unité de masse atomique ($^{12}\text{C} = 12.00$) et T la température du milieu. De plus, il faut tenir compte de l'existence d'une micro-turbulence de vitesse v_{turb} (introduite de façon *ad-hoc* dans les modèles d'atmosphère d'étoiles); alors $v = \sqrt{c_s^2 + v_{turb}^2}$. En général, la vitesse de micro-turbulence est de l'ordre de 1,5 à 2 km/s pour des atmosphères de

type spectral tardif. L'élargissement Doppler est alors dominé par l'effet thermique pour tous éléments de poids atomique (sur l'échelle $^{12}\text{C} = 12.00$) inférieur à $\simeq 25$, c'est-à-dire pour tous les éléments plus légers que le magnésium (Lithium, Oxygène, Sodium ..). Pour les autres (Calcium, Fer, Nickel, Cobalt ...) c'est l'agitation turbulente qui domine l'élargissement Doppler.

A.1.3 Elargissement collisionnel

Les atomes de l'atmosphère sont de plus soumis aux interactions avec les autres particules neutres ou chargées. Ces collisions vont perturber le rayonnement émis par les atomes et engendrer un élargissement supplémentaire des raies. Plusieurs démarches existent pour calculer les perturbations subies par le rayonnement : théorie classique de l'impact collisionnel, approche statistique (ou approximation quasi-statique) et la description quantique (se référer pour une description plus détaillée au livre *Stellar atmosphere* de D. Mihalas).

Dans le cadre de l'approximation de l'impact collisionnel classique, l'atome est assimilé à un oscillateur harmonique, jusqu'au moment où il subit une collision avec une particule extérieure. Phénoménologiquement, on peut décrire le résultat de chaque collision comme une interruption du train d'onde émis par l'atome perturbé. L'ensemble des collisions engendrera donc une série de trains d'onde incohérents les uns avec les autres ; ce qui agit comme une réduction apparente du temps de vie de la transition. Cela introduit donc une nouvelle fois la fonction de Lorentz pour la forme du profil de raie résultant des collisions et une autre constante d'amortissement dont l'expression sera dépendante du type d'interaction subie. Dans cette approche les atomes perturbés sont supposés émettre à la même longueur d'onde lors de la collision ; l'approche de Lindholm permet de prendre en compte un éventuel décalage. Pour une interaction de type $F = C_p/r^p$ par des perturbateurs de densité N et d'une vitesse moyenne v relative aux atomes perturbés, on peut calculer les constantes d'amortissement collisionnel (voir tablea X) qui en résultent.

p	interaction	Γ_p/N
2	Stark lin.	$\gamma_{s2} = 2\pi C_2^2 v^{-1}$
3	résonance	$\gamma_{res} = 4\pi C_3$
4	Stark quad.	$\gamma_{s4} = 2^{1/3} \pi^{5/3} C_4^{2/3} v^{1/3}$
6	Van der Waals	$\gamma_v = 2 \left(\frac{2}{8}\right)^{2/5} \pi^{3/5} C_6^{2/5} v^{3/5}$

Les constantes C indicées sont mesurées en laboratoire ou évaluées en fonction des caractéristiques de l'atome (ex. pour l'effet Van der Waals, la constante C_6 se calcule en prenant en compte le potentiel d'interaction du terme dipole-dipole : $C_6 = (2\pi e^2 \alpha a_0^2 / h)(\overline{R}_u^2 - \overline{R}_l^2)$, où α est la constante de polarisation de l'atome et \overline{R} correspond au rayon moyen des niveaux.)

L'importance relative de ces différents effets d'élargissement des raies dépend de la structure et composition des atmosphères stellaires :

1. Effet Stark linéaire : interaction entre atomes et particules chargées. les raies de l'hydrogène, l'effet majeur est en général l'effet Stark linéaire, qui représente l'interaction entre l'hydrogène et les particules chargées, surtout les électrons.
2. Effet de résonance : interaction entre atomes de même espèce, principalement pour les atomes d'hydrogène, même si *a priori* cet effet joue pour tous les autres atomes et ions, la faible abondance des éléments métalliques dans les atmosphères d'étoiles rend moins importante la contribution de cet effet pour élargir les raies.
3. Effet Stark quadratique : interaction entre atomes (ou ions) non hydrogénoïdes et particules chargées.
Cet effet devient prédominant pour des collisions avec des électrons dans les atmosphères d'étoiles de forte température effective.
4. Effet de la force de Van der Waals : interactions entre deux atomes différents. Cet effet est surtout important pour des atomes en collision avec les atomes d'hydrogène neutre dans les atmosphères de type solaire ou plus tardif (faible température effective).

A.1.4 coefficient d'absorption final

Le profil final, est alors obtenu en convoluant les différents profils obtenus précédemment. La convolution de deux lorentziennes donne encore une lorentzienne de largeur $\Gamma = \Gamma_{rad} + \Gamma_C$, qui elle-même convoluée à une gaussienne donne la fonction de Voigt (voir figure A.1) $H(a, v)$, tabulée dans la littérature (réf.).

Normalisé à l'unité, le profil du coefficient d'absorption s'écrit en fonction de $\Delta\lambda_D$:

$$\phi(\lambda)d\lambda = (\Delta\lambda_D\sqrt{\pi})^{-1} H(\alpha, v)d\lambda, \quad (\text{A.13})$$

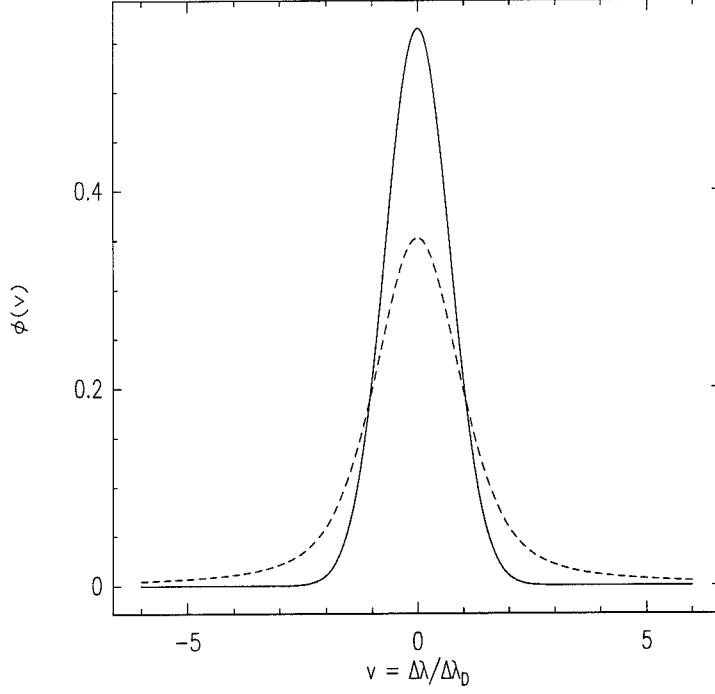


FIG. A.1 - *En trait plein, un profil gaussien et en trait pointillé le profil de Voigt, tous deux normalisés à l'unité. Le profil de Voigt (contrôlé par la décroissance lorentzienne) domine dans les ailes de raie, alors que le profil gaussien domine la partie centrale de la raie.*

où, v est le décalage en longueur d'onde en unité $\Delta\lambda_D$

$$v = \Delta\lambda/\Delta\lambda_D$$

et a qui contrôle l'importance des ailes de la raie *via* le facteur d'amortissement Γ :

$$\alpha = (\Gamma\lambda_0^2)/(4\pi c\Delta\lambda_D),$$

et,

$$H(\alpha, v) = \frac{\alpha}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{(v-y)^2 + \alpha^2} dy \quad (\text{A.14})$$

tel que

$$\int H(\alpha, v) dv = \sqrt{\pi} \quad (\text{A.15})$$

Le coefficient d'absorption total, dépendant du nombre d'atomes potentiellement absorbants (dans l'état j), est donc égal à :

$$\kappa_\lambda d\lambda = N_j \frac{\sigma_{ji}}{\sqrt{\pi} \Delta \lambda_D} H(\alpha, v) d\lambda \quad (\text{A.16})$$

A.1.5 élargissement par rotation

Alors que les causes d'élargissement évoquées ci-dessus proviennent d'interactions locales du champ de rayonnement avec la matière, la rotation agit comme un effet géométrique extérieur, puisque sa description dépend du référentiel dans lequel on se place. La distribution de l'intensité sera donc obtenue par la convolution de chaque distribution indépendante, soit

$$M(\lambda) = R(\lambda) * P(\lambda) \quad (\text{A.17})$$

où $R(\lambda)$ est le profil de rotation que nous allons calculer et $P(\lambda) = 1 - A(\lambda)$ le profil local d'absorption.

En adoptant le système de notations du chapitre 2, le décalage doppler associé à un point sur le disque stellaire est simplement

$$\Delta\lambda = \lambda \frac{v_{rot}}{c} \sin i \frac{y}{R_*} \quad (\text{A.18})$$

On peut donc relier la dépendance de l'intensité dans une raie du spectre à sa dépendance spatiale en notant que

$$R(\lambda) d\lambda = R(y) dy \quad (\text{A.19})$$

et en prenant en compte la variation centre-bord de l'intensité, où β est l'angle entre l'axe de visée et le rayon vecteur d'un point à la surface ($\cos \beta = \sqrt{1 - \frac{z^2 + y^2}{R_*^2}}$)

$$I(y, z) = I_0(1 - \epsilon + \epsilon \cos \beta) \quad (\text{A.20})$$

typiquement, pour les étoiles de type spectral tardif, le domaine de variation pour ϵ est compris entre 0,4-0,6. On obtient alors le profil de rotation suivant :

$$R(y) dy = \frac{\int_0^{\sqrt{R_*^2 - y^2}} I(y, z) dy dz}{\int_{-R_*}^{R_*} \int_0^{\sqrt{R_*^2 - y^2}} I(y, z) dy dz} \quad (\text{A.21})$$

Pour intégrer, on utilise les résultats suivants

$$\int \sqrt{a^2 - x^2} dx = \frac{x}{2} \sqrt{a^2 - x^2} + \frac{a^2}{2} \sin^{-1}\left(\frac{x}{a}\right) \quad (\text{A.22})$$

et

$$\int_0^a \sqrt{a^2 - x^2} = \pi a^2 / 4 \quad (\text{A.23})$$

ce qui donne

$$R(y/R_*) = \begin{cases} [\pi/2(1 - \epsilon/3)]^{-1} \left[(1 - \epsilon) \sqrt{1 - (\frac{y}{R_*})^2} + \epsilon\pi/4(1 - (\frac{y}{R_*})^2) \right] & \text{si } y/R_* \leq 1 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{A.24})$$

En l'absence d'assombrissement centre-bord, on a :

$$R(y/R_*) = \begin{cases} [2/\pi] \sqrt{1 - (\frac{y}{R_*})^2} & \text{si } y/R_* \leq 1 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{A.25})$$

en fonction de la longueur d'onde on a :

$$R(\Delta\lambda) d\lambda = R(y/R_*) \frac{dy/R_*}{d\lambda} d\lambda \quad (\text{A.26})$$

soit avec $\frac{y}{R_*} = c\Delta\lambda(\lambda v_{rot} \sin i)^{-1}$,

$$R(\Delta\lambda) = \frac{c}{\lambda v_{rot} \sin i} \begin{cases} R(y/R_*) & \text{si } \Delta\lambda \leq \frac{\lambda}{c} v_{rot} \sin i \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{A.27})$$

L'assombrissement centre-bord a pour effet de redistribuer l'intensité dans un même domaine spectrale. Plus ϵ est grand, plus le profil s'amincit ; la profondeur de raie aux longueurs d'onde centrales sera plus importante en incluant cet effet, alors que sur les côtés de la raie la profondeur de raie est plus petite (voir figure A.2).

La largeur à mi-hauteur d'un profil de rotation exprimé en fonction de la longueur d'onde pour $\epsilon \neq 0$ est

$$\sigma_{rot} = 2 \frac{\lambda v_{rot} \sin i}{c} \Sigma \quad (\text{A.28})$$

avec $\Sigma = \sqrt{1 - \left(\frac{(\epsilon-1)+\sqrt{\Delta}}{\epsilon\pi/2} \right)^2}$, et $\Delta = \epsilon^2(1 - \frac{\pi}{2} + \frac{\pi^2}{8}) + \epsilon(\frac{\pi}{2} - 2) + 1$
et lorsque $\epsilon = 0$

$$\sigma_{rot} = \sqrt{3} \frac{v_{rot} \sin i \lambda}{c} \quad (\text{A.29})$$

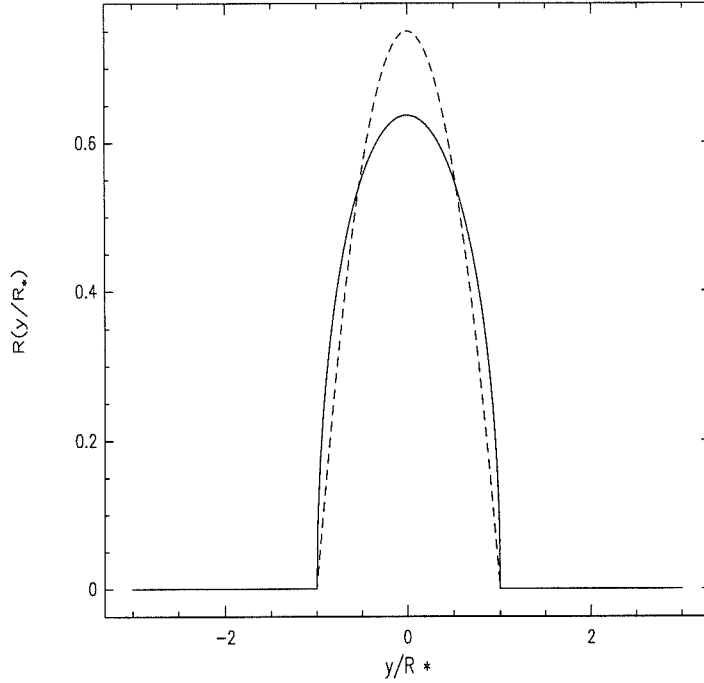


FIG. A.2 - *En trait plein, le profil de rotation obtenu en négligeant l'assombrissement centre-bord (i.e. $\epsilon = 0.0$); en trait pointillé, le profil de rotation pour un assombrissement centre-bord maximum (i.e. $\epsilon = 1.0$)*

A.2 Modélisation de Milne-Eddington - largeurs équivalentes

Ce rappel sur le modèle de ME, va servir d'une part à définir les paramètres libres adoptés dans l'ajustement des raies théoriques calculées par le code numérique de transfert de Gustafsson, et d'autre part comme support de discussion sur la résolution spectrale maximal que l'on peut obtenir, en définissant le lien qui existe entre les largeurs équivalentes des raies et la largeur à mi-hauteur.

A.2.1 Rappels sur l'équation de transfert

Cette équation différentielle pose le bilan, dans une couche infinitésimale et pour une direction donnée, des absorptions (coefficient κ_{λ}) subies par le rayonnement incident et des émissions (coefficient j_{λ}) contribuant au rayonnement émergent. Deux processus physiques contribuent à κ ; Le premier est une véritable absorption,

dans laquelle un photon est détruit et son énergie est transférée à l'énergie interne du milieu (thermalisation). Le second processus décrit plus une "extinction" du rayonnement obtenue lorsque, par parallèle à la direction considérée. Quand à l'émission, il peut s'agir d'émission réelle (création d'un photon) ou bien, de la contribution de photons diffusés et dont la trajectoire finale est parallèle à la direction considérée. Une description réaliste des processus de diffusion de photons contribuant à l'émissivité du milieu, prend en compte une redistribution complète sur les angles et les longueurs d'onde du rayonnement diffusé (voir Heinzl, 1985 pour une revue du sujet). Mais cette approche se résoud numériquement et on peut faire des hypothèses simplificatrices selon le niveau de description auquel on veut parvenir pour obtenir une solution analytique du problème de transfert. Ainsi dans le modèle analytique de ME, que l'on va considérer un peu plus loin, la diffusion est supposé isotrope et cohérente.

$$\mu (\partial I_\lambda / \partial \tau_\lambda) = I_\lambda - S_\lambda \quad (\text{A.30})$$

où $\mu = \cos \theta$, avec θ l'angle formé entre la direction du rayonnement et la ligne de visée, S la fonction source de rayonnement locale (rapport de l'émissivité du milieu à son absorptivité, i.e. $\frac{j_\lambda}{\kappa_\lambda}$) et $d\tau$ l'épaisseur optique définie sur une hauteur dz

$$d\tau_\lambda = -\kappa_\lambda dz \quad (\text{A.31})$$

La solution intégrale de cette équation alors :

$$I_\lambda(\tau_\lambda) = \int_0^{\tau_\lambda} S_\lambda(t) \exp[-(\tau_\lambda - t)] dt + I_\lambda(0) \exp(-\tau_\lambda) \quad (\text{A.32})$$

En pratique cette solution n'est analytique, que si la fonction source est connue et simple, comme c'est le cas du modèle de ME qui repose sur les hypothèses suivantes :

1. le rapport du coefficient d'absorption dans la raie et du coefficient d'absorption dans le continu est constant en chaque point de l'atmosphère
2. hypothèse de l'équilibre thermodynamique Locale (ELT) (localement, la longueur de thermalisation est supérieure au libre parcours moyen des photons). La fonction source du continu est alors égale à la fonction de Planck
3. Variation linéaire de la fonction de Planck avec l'épaisseur optique
4. Hypothèse d'isotropie hémisphérique du rayonnement et application de la condition aux limites externes sur l'intensité ($I_{in} = 0$) qui donne dans le cas gris la loi de température $T^4 = T_0^4(1 + 3/2\tau)$, avec $T_0 = \sqrt{3/2}T_{eff}$

En décomposant le coefficient d'absorption en la somme des différents processus (absorption dans le continu κ_c , dans la raie κ_λ , et de diffusion dans le continu σ) et en supposant qu'une fraction η des photons de la raie sont diffusés :

$$\kappa = \kappa_c + \kappa_\lambda + \sigma \quad (\text{A.33})$$

la fonction source s'écrit comme

$$S_\lambda = \frac{\kappa_c + \eta\kappa_\lambda}{\kappa} B_\lambda + \frac{\sigma + (1 - \eta)\kappa_\lambda}{\kappa} J_\lambda \quad (\text{A.34})$$

où $J_\lambda = \int I_\lambda d\omega / (4\pi)$.

Dans la suite, on considère les deux processus majeurs, indépendamment l'un de l'autre, qui régissent la formation de la raie en négligeant la diffusion dans le continu (i.e $\sigma = 0$).

Dans le cadre de "l'absorption pure" qui correspond à la conversion de l'énergie d'un photon en énergie interne, aucune diffusion n'est considérée et $\eta = 1$. Le couplage du champ de rayonnement avec la matière est donc très étroit et l'approximation de l'équilibre thermodynamique local (ETL) est tout fait justifiée lorsque les processus de diffusion sont négligeables. Si au contraire ces derniers sont dominants (i.e. $\eta = 0$), le photon ne sera pas piégé dans la zone où il aura été absorbé mais il (photon de même énergie ou les photons émis lors de la désexcitation) contribuera au champ de rayonnement dans les autres couches atmosphériques et la fonction source ne peut plus être caractérisée localement simplement. On pose $B_\lambda = a + b\tau$, $c = b/\sqrt{3}a$ et $x = 1/\sqrt{1 + \kappa_\lambda/\kappa_c}$, où on définit $\beta_0 = \frac{\sigma_{ij}N_i}{\kappa_c\sqrt{\pi}\Delta\lambda_D}$ pour écrire $x = 1/\sqrt{1 + \beta_0\phi_\lambda}$. **Pour une raie optiquement épaisse**
"raie d'absorption pure"

$$A_\lambda = \frac{c}{c+1}(1-x^2) \quad (\text{A.35})$$

et pour une "raie de diffusion"

$$A_\lambda = 1 - \frac{2}{1+c} \frac{x(1+cx)}{1+x}, \quad (\text{A.36})$$

Le paramètre c est dépendant du modèle d'atmosphère utilisé, et de la température de la région de formation des raies photosphériques. Le paramètre β_0 est proportionnel au nombre d'atomes présents le long de la ligne de visée susceptibles d'interagir avec les photons de longueur d'onde λ .

Pour une raie optiquement mince (ie $\kappa_\lambda/\kappa_c \ll 1$), la raie est simplement proportionnelle au profil de raie $\phi(\lambda)$:

$$A_\lambda = W_\lambda \phi(\lambda), \quad (\text{A.37})$$

si le profil est de Voigt (voir eq. A.13), le flux dans la raie est:

$$A_\lambda = W_\lambda \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta \lambda_D} H(a, v), \quad (\text{A.38})$$

Lorsque la raie devient optiquement épaisse, le profil local n'est plus simplement proportionnel au coefficient d'absorption. Il faut donc trouver les paramètres du modèle de Milne-Eddington qui ajustent au mieux soit les profils locaux ou la variation de largeur équivalente calculés à l'aide d'un code numérique de transfert. Pour ajuster les profils théoriques on choisit la première expression du modèle de ME pour la profondeur de raie, soit une fois développée

$$A(\lambda) = A_0 \frac{\beta_0 H(\alpha, v)}{1 + \beta_0 H(\alpha, v)} \quad (\text{A.39})$$

où A_0 , β_0 , α et $\Delta \lambda_D$ constituent les paramètres d'ajustement.

A.2.2 Courbes de croissance théoriques - Largeurs équivalentes

A l'exception du Soleil, la surface des étoiles ne sont pas résolues. On a donc accès, non pas à des intensités, mais à des flux intégrés. La calibration des flux avec la photométrie se fait rarement simultanément avec des observations spectroscopiques, ce qui restreint l'analyse des raies à une mesure relative par rapport au continu. On définit la profondeur de raie par

$$A_\lambda = 1 - \frac{F_\lambda}{F_c} \quad (\text{A.40})$$

et la largeur équivalente W_λ par :

$$W_\lambda = \int_{-\infty}^{+\infty} A_\lambda d\lambda. \quad (\text{A.41})$$

On appelle usuellement courbe de croissance la fonction qui relie la largeur équivalente au nombre d'atomes concernés par la transition ou de façon équivalente dans le cadre du modèle de ME, au paramètre cité plus haut $\propto \beta_0$. La fonction de Voigt rentrant dans la définition de β_0 est dominée pour les longueurs d'onde centrales par la forme de la Gaussienne alors que dans les ailes elle est dominée par la fonction de Lorentz. On peut donc faire une approximation sur son écriture telle que:

$$H(\alpha, v) = \begin{cases} \exp(-v^2) & \text{si } v \leq v^* \quad (\text{a}) \\ \pi^{-0.5} \alpha v^{-2} & \text{si } v \geq v^* \quad (\text{b}) \end{cases} \quad (\text{A.42})$$

où v^* est défini par l'égalité des deux termes. Cette formulation sert au calcul des largeurs équivalentes en fonction de la valeur de β_0 .

La courbe de croissance possède trois régimes en fonction de l'opacité dans la raie

1. partie linéaire

Pour les petites valeurs de β_0 , la raie est optiquement, la profondeur de raie est proportionnelle à la fonction de Voigt, et l'augmentation de la largeur équivalente, s'effectuant dans le cœur de la raie (partie Doppler), est proportionnelle à β_0 (i.e. avec le nombre d'atomes N_i présents le long de la ligne de visée).

$$W(\lambda) = A_0 \Delta \lambda_D \sqrt{\pi} \beta_0 (1 - (\beta_0/\sqrt{2}) + (\beta_0^2/\sqrt{3}) - \dots) \quad (\text{A.43})$$

2. domaine de saturation (Flat part)

Au fur et à mesure que Lorsque β_0 augmente avec le nombre atomes absorbants, le cœur de la raie atteint sa profondeur limite. On atteint alors le plateau de saturation, où les ailes de raies ne contribuent pas encore à la largeur équivalente, et où la dépendance avec β_0 est faible

$$W(\lambda) = 2A_0 \Delta \lambda_D \sqrt{\ln \beta_0} \left(1 - [\pi^2/(24 \ln^2 \beta_0)] - [7\pi^4/(384 \ln^4 \beta_0)] - \dots \right) \quad (\text{A.44})$$

3. domaine d'amortissement (damping part)

Plus le coefficient d'amortissement $\alpha \text{ via } \Gamma$ est grand, et plus l'importance de la largeur équivalente dans les ailes de raie interviendra rapidement dans la courbe de croissance. Dans ce dernier domaine, le cœur Doppler de la raie est totalement saturé, et l'épaisseur optique devient grande même dans les ailes de la raie. La contribution des ailes de raie à la largeur équivalente est prédominante. Pour le calcul de la largeur équivalente, c'est donc la description Lorentzienne qu'il convient d'adopter

$$W(\lambda) = 2A_0 \Delta \lambda_D \sqrt{\pi \alpha \beta_0} \quad (\text{A.45})$$

La largeur équivalente n'augmente cependant pas indéfiniment. On peut en effet déterminer une valeur maximale pour la largeur équivalente, en supposant que tous les atomes de l'espèce participent à la transition ($N_j(X) = N(X)$).

A.3 Population des niveaux

A.3.1 Processus radiatifs dominés par les processus collisionnels

Dans l'hypothèse ETL, les processus collisionnels régissent la répartition des atomes dans leur différent état d'énergie. Bien que cette hypothèse soit erronée pour des faibles épaisseurs optiques ($\tau \leq 0.05$) où ce sont les processus radiatifs (absorption induite par le champ de rayonnement, désexcitation spontanée) qui contrôlent la population des niveaux, nous l'utilisons (chapitre 2) dans le cadre d'estimations à la photosphère ($\tau \simeq 1$) où cette hypothèse est pleinement justifiée.

Dans ce cas, le nombre d'atomes répartis dans les différents états d'ionisation est donné par l'équation de Saha. En pratique on ne considèrera que la répartition des atomes qui existent à l'état neutre (I) et une fois ionisé (II), comme il est légitime dans les atmosphères de basse température effective.

$$\frac{N_{II}}{N_I} = \frac{2}{P_e} \left(\frac{\sqrt{2\pi m_e}}{h} \right)^3 (kT)^{5/2} \frac{U_{II}}{U_I} \exp - \left(\frac{\chi_{ion}}{kT} \right) \quad (\text{A.46})$$

où P_e et m_e est la pression électronique et la masse de l'électron, U la fonction de partition, et χ_{ion} est le potentiel d'ionisation (I vers II).

La répartition du nombre d'atomes dans un état d'ionisation (ici on considère l'état neutre) donné selon les différents états d'excitation (i) possibles, quant à elle, est obtenue par l'équation de Boltzmann

$$\frac{N_I^i}{N_I} = \frac{g_i}{U_I} \exp - \left(\frac{\chi_i}{kT} \right) \quad (\text{A.47})$$

où N_I est le nombre total d'atomes neutres. g_i est le poids statistique du niveau i , et χ_i est le potentiel du niveau i par rapport au fondamental.

En posant $N = N_I + N_{II}$, on combine les deux équations précédentes pour obtenir la fraction de la population des atomes neutres qui occupent l'état excité i :

$$\frac{N^i}{N} = \frac{g_i}{U_I} \exp - (\chi_{exc}/kT) \left(1 + \frac{2}{P_e} \left(\frac{\sqrt{2\pi m_e}}{h} \right)^3 (kT)^{5/2} \frac{U_{II}}{U_I} \exp - \left(\frac{\chi_{ion}}{kT} \right) \right)^{-1} \quad (\text{A.48})$$

Le rapport de la fraction de population pour des températures différentes sera donc égale à :

$$\frac{N_i(T_1)}{N_i(T_2)} = \exp\left(\frac{\chi_{exc}}{k(T_2 - T_1)}\right) \frac{1 + 2/P_e(T_2) \left(\sqrt{2\pi m_e}/h\right)^3 (kT_2)^{5/2} U_{II}/U_I \exp(-\chi_{exc}/kT_2)}{1 + 2/P_e(T_1) \left(\sqrt{2\pi m_e}/h\right)^3 (kT_1)^{5/2} U_{II}/U_I \exp(-\chi_{exc}/kT_1)} \quad (\text{A.49})$$

Pour corriger les émissions spontanées, et pour calculer la population du niveau inférieur qui entre dans la définition du coefficient d'absorption de raie, on multiplie le nombre d'atomes ci-dessus par le facteur $(-e^{-hc\lambda/kT})$.

Annexe B

Résolution spatiale versus résolution spectrale

Dans cette annexe, nous reprenons quelques points du chapitre 2 sur la limitation de la résolution axiale et spatiale en fonction du choix des raies. L'objectif de cette annexe est d'obtenir des résultats quantitatifs sur la résolution axiale en fonction de la largeur équivalente des raies choisies pour entreprendre l'analyse Doppler.

B.1 Résolution instrumentale

L'hypothèse de rotation rigide nous permet d'établir une correspondance stricte entre la résolution spectrale et la résolution spatiale. En effet, en chaque point de l'étoile, on peut écrire la vitesse projetée le long de la ligne de visée comme :

$$v_{proj} = v_{rot} \sin i \frac{y}{R_*} \quad (\text{B.1})$$

La taille de l'élément *a priori* résolu en vitesse est donc

$$\frac{\Delta y}{R_*} = \frac{c}{\mathcal{R} v_{rot} \sin i} \quad (\text{B.2})$$

où \mathcal{R} est la résolution spectrale instrumentale. Pour une résolution instrumentale de 38000 (MUSICOS), la résolution en vitesse est de l'ordre de 7.5 km/s. Comme l'élargissement thermique et turbulent (facteur dominant pour les raies optiquement mince) est supérieur (cf annexe A.1.2) pour des étoiles de type tardif ($T_{eff} \leq 6500K$), utiliser des spectrographes de plus grande résolution spectrale en pratique ne résoud pas davantage l'étoile.

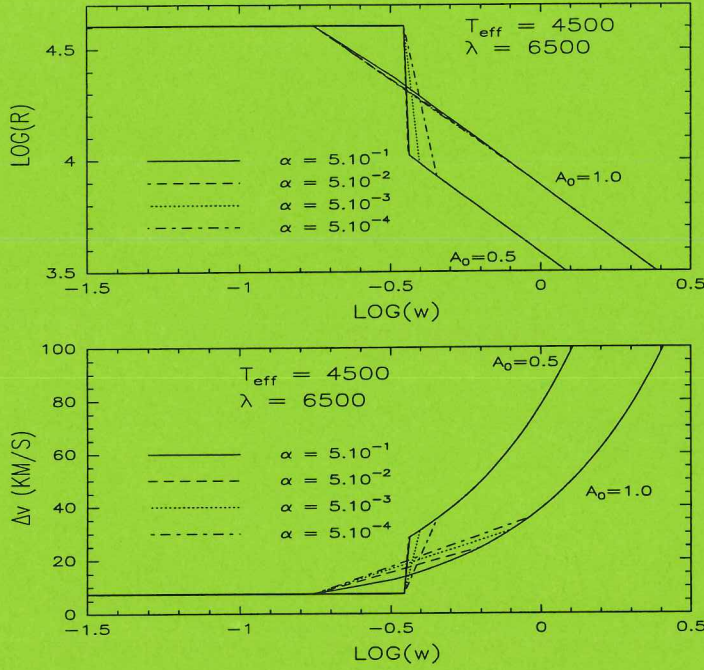


FIG. B.1 - Résolution spectrale (graphe du haut) et résolution en vitesse obtenue en fonction des largeurs équivalentes des raies. Cette estimation est évaluée à l'aide du modèle de ME pour deux valeurs de la profondeur maximale de raie ($A_0 = 0.5$) et ($A_0 = 1.0$). Trois régimes d'opacité déterminent la diminution de la résolution ; pour des faibles largeurs équivalentes, la raie est optiquement mince, la résolution est maximale ; pour des valeurs intermédiaires de largeur équivalente, la raie se sature et la résolution décroît très rapidement ; pour les largeurs équivalentes élevées, la raie devient optiquement épaisse dans les ailes de raie, la résolution devient très faible. Pour une profondeur de raie maximale de 1.0, en pratique la largeur équivalente doit donc être de l'ordre de 0.1-0.4 Å, pour assurer la meilleure résolution spectrale accessible et obtenir aussi un bon signal à bruit.

Le choix des coordonnées est important dans le sens où seule une digitalisation du plan du ciel peut décrire directement sans ambiguïté la résolution spatiale imposée par la résolution spectrale pour une phase. Dans notre cas, le plan du ciel est donc décrit par une grille régulière et carrée contenant N cellules élémentaires. Si la seule contrainte qui limite la résolution spectrale est d'ordre instrumental alors le N de

cellules est défini par :

$$N = 4E \left(\frac{v_{rot} \sin i}{c} \mathcal{R} \right)^2, \quad (\text{B.3})$$

où $E(x)$ est la partie entière de x .

Cependant, la résolution spectrale s'amointrit quand on analyse des raies de forte largeur équivalente, soit des raies saturées ou optiquement épaisses ; en première approximation, la largeur à mi-hauteur des raies saturées est de l'ordre de la largeur équivalente, et c'est donc cette dernière qui fixe la résolution spatiale à laquelle on a accès, dès que la largeur équivalente excède l'élargissement thermique.

En pratique utiliser des raies photosphériques optiquement épaisses est donc déconseillé pour imager la surface stellaire, puisqu'elles dégradent la résolution spectrale, indépendamment de la résolution instrumentale. Cependant, pour des rotateurs rapides il n'est pas possible de choisir des raies de trop faible largeur équivalente ; puisque la largeur équivalente est conservée lors de l'élargissement par rotation, la raie "s'étale" sur un plus large domaine de longueur d'onde, ce qui assure un plus grand nombre d'éléments résolus, mais en contrepartie la profondeur de raie diminue ; cela revient à travailler avec un signal à bruit plus faible (à l'extrême, la raie est indifférenciée du bruit), on minimise donc les chances d'accéder aux déformations dans le profil de raie.

Pour les rotateurs rapides, il faut donc trouver un compromis pour le choix des raies garantisse un signal à bruit raisonnable (≥ 100) en maximisant la résolution spectrale.

La résolution finale possible dépend aussi de l'isolement d'une raie dans le spectre. Le mélange des raies non-résolues (blend) est un autre facteur qui amoindrit la résolution spectrale, car le profil local peut doubler, voire quadrupler sa largeur à mi-hauteur (voir pour exemple le mélange de raie à 6103 Å, dans la section 3.1.5).

B.2 Résolution spectrale définie par les profils locaux

Dans cette sous-section, on établit la largeur à mi-hauteur des raies en fonction de leur largeur équivalente, en utilisant le modèle de ME (voir annexe A). Selon les régimes d'opacité de la raie, on adopte la même décomposition pour la fonction de Voigt détaillée dans la même annexe (A.42), ceci dans le but d'établir clairement la résolution spectrale effective accessible. Cette dernière sera définie à partir de la largeur à mi-hauteur des profils, puisque deux raies identiques sont résolues (en

l'absence de bruit) si la différence de leurs longueurs d'onde centrales est supérieure à la largeur à mi-hauteur de l'une.

1. Raie optiquement mince

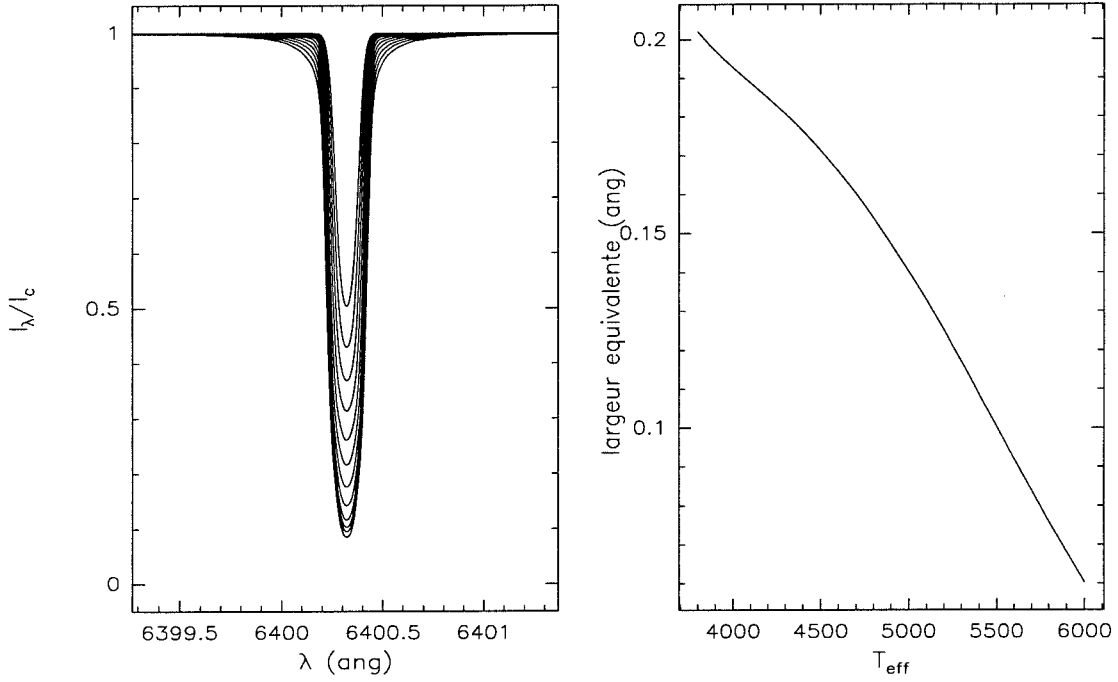


FIG. B.2 - *A gauche : profils locaux de la raie du fer neutre centrée à 6400.321 Å, tracés pour différentes valeurs de la température effective à partir de 6000K par pas de -200K. A droite : largeurs équivalentes de cette même raie en fonction de la température effective. Cette raie demeure sur cet intervalle de température optiquement mince, la résolution est limitée par l'élargissement doppler de la raie ou la résolution instrumentale pour les températures effectives les plus fortes.*

La profondeur de raie étant directement proportionnelle au coefficient d'absorption (voir annexe A), on obtient la largeur à mi-hauteur σ suivante

$$\sigma = 2\sqrt{\ln 2} \Delta \lambda_D, \quad (\text{B.4})$$

ce qui donne une résolution spectrale maximale \mathcal{R}_M de :

$$\mathcal{R}_M = (2\sqrt{\ln 2})^{-1} \frac{c}{c_s} \quad (\text{B.5})$$

où $\overline{c_s} = \sqrt{c_s^2 + v_t^2}$ tel que c_s est la vitesse du son et v_t est la vitesse micro-turbulente du milieu. La résolution ne dépend, dans ce cas, que de la vitesse cinétique du milieu. Typiquement, $\overline{c_s}$ varie entre 5,5 et 7,5 km/s et donc, la résolution spectrale accessible pour ces raies est de l'ordre de 24000.

La raie cesse d'être optiquement mince dès que le cœur Doppler de la raie atteint la limite de flux nul. La largeur équivalente limite est donc déterminée en imposant que la profondeur de raie centrale doit rester inférieure à 1. Cela est vérifiée si

$$w \leq \sqrt{\pi} \Delta \lambda_D \leq 1.722 \Delta \lambda_D \quad (\text{B.6})$$

où $\Delta \lambda_D = \lambda \frac{\overline{c_s}}{c}$ est l'élargissement Doppler intrinsèque de la raie. Pour que la raie soit optiquement mince, il faut donc que sa largeur équivalente soit approximativement très inférieure à $\simeq 0,265 \frac{\lambda}{6000 \text{\AA}} \frac{T}{5000 \text{K}} \mu^{-1/2} \text{\AA}$, où μ est le poids atomique sur l'échelle du Carbone.

Pour le Soleil ($T_{eff} \simeq 5770 \text{K}$) la plupart des raies sont optiquement minces. Cependant pour des basses températures ($\leq 4200 \text{K}$), la largeur équivalente peut croître très largement et les raies deviennent optiquement épaisses.

Il sera donc fréquent d'être confronté pour la photosphère "propre" à des raies d'épaisseur optique différente à celle des taches plus froides (RsCVn, et TTs).

2. Raie saturée dans le cœur de la raie

Dans ce régime, le cœur de la raie atteint la limite de flux nul sans que les ailes contribuent significativement à la largeur équivalente. Le profil du coefficient d'absorption est donc toujours gaussien (A.12 et A.42), et la largeur équivalente augmente peu avec le nombre d'absorbants (i.e β_0). La largeur à mi-hauteur d'une telle raie sera donc pour

$$\sigma = 2 \Delta \lambda_D \sqrt{\ln[\exp(\frac{w}{2A_0 \Delta \lambda_D})^2]} \quad (\text{B.7})$$

ou si le terme exponentiel est très supérieur à 2

$$\sigma = \frac{w}{A_0} \quad (\text{B.8})$$

ce qui donne une résolution de

$$\mathcal{R} = A_0 \frac{\lambda}{w} \quad (\text{B.9})$$

Malgré la faible augmentation de la largeur équivalente dans ce régime là, c'est pourtant ici que commence la décroissance très rapide de la résolution. En effet,

le cœur de la raie étant parvenu à son maximum d'absorption, l'absorption se produit sur les longueurs d'onde voisines, ce qui contribue maintenant à épaissir la raie.

La validité de l'évaluation ci-dessus demeure tant que la fonction de Voigt est dominée par sa décroissance gaussienne, ce qui s'exprime comme une condition sur le facteur d'amortissement α

$$\alpha \geq \pi^{-1} \frac{w^2}{4A_0^2 \Delta \lambda_D^2} \exp - \left(\frac{w^2}{4A_0^2 \Delta \lambda_D^2} \right) \quad (\text{B.10})$$

Lorsque cette inégalité n'est plus vérifiée, la raie devient optiquement épaisse dans les ailes, et il faut adopter l'évaluation qui suit.

3. Raie optiquement épaisse

Si le nombre d'absorbants continue de croître alors survient le moment où les ailes de raie contribuent à la largeur équivalente. En adoptant la forme lorentzienne (A.30b) pour la dépendance du coefficient d'absorption et (A.30) pour la largeur équivalente dans ce régime, la largeur à mi-hauteur est

$$\sigma = \frac{w}{\pi^{3/4} A_0} \quad (\text{B.11})$$

et pour la résolution on a

$$\mathcal{R} = \pi^{3/4} A_0 \frac{\lambda}{w} \quad (\text{B.12})$$

Dans ce régime, la résolution est donc inversement proportionnelle à la largeur équivalente. Pour une largeur équivalente de l'ordre de 1\AA , la résolution est de l'ordre de 5000. Dans ce cas si l'étoile tourne à moins de $\simeq 60\text{ km/s}$, la raie n'est plus dominée par la rotation, et l'analyse de la surface à l'aide de techniques d'Imagerie Doppler devient pratiquement impossible.

B.3 Maximiser la résolution et la profondeur de raie

La panoplie des raies répertoriées dans le Soleil, permet de s'assurer de l'existence de raies dans les trois régimes considérés, pour des étoiles de type spectral voisin. Cependant, comme il a été dit précédemment, le choix de raies très optiquement

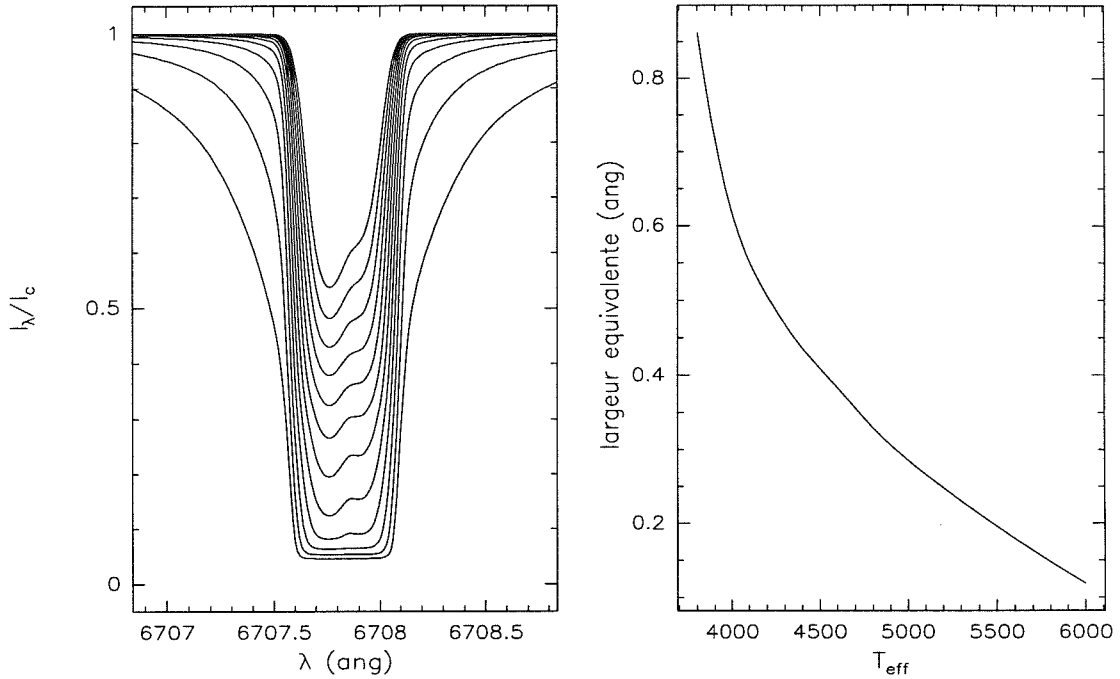


FIG. B.3 - *A gauche : profils locaux du doublet de résonance du Lithium neutre centré à 6707.84 Å, tracés pour différentes valeurs de la température effective à partir de 6000K par pas de -200K. A droite : largeurs équivalentes de cette même raie en fonction de la température effective. La variation de la largeur équivalente est très importante sur ce domaine de température ; la raie passe d'un régime optiquement mince à une régime optiquement épais très rapidement. La résolution pour une photosphère de 3800 K, lorsqu'elle est analysée à l'aide de cette raie est de l'ordre de 18400.*

minces (qui maximisent la résolution) ne peut pas être adopté du fait de la perte du signal à bruit lors de l'élargissement par rotation. Pour déterminer les raies les plus propices, il suffit de poser une limite sur la largeur équivalente telle que le profil de la rotation stellaire domine le profil local.

Pour que cela soit le cas, il suffit d'établir une relation entre les largeurs à mi-hauteur entre le profil de rotation et le profil local, telle que le rapport respectif entre les deux soit supérieur à 1.

Pour une raie optiquement mince, le nombre d'éléments résolus ne dépend que

de l'élargissement cinétique et est donné par

$$N = \frac{\Sigma}{\sqrt{\ln 2}} \frac{v_{rot} \sin i}{c} \frac{\lambda}{\Delta \lambda_D} \quad (\text{B.13})$$

où Σ est un coefficient qui dépend de l'assombrissement centre-bord (voir Annexe A). Pour des raies optiquement épaisses, le nombre d'éléments résolus dépend de la largeur équivalente :

$$N = 2\Sigma\pi^{3/4}A_0\frac{\lambda}{w}\frac{v_{rot}\sin i}{c} \quad (\text{B.14})$$

Pour calculer la profondeur de raie maximale résultante, il suffit d'écrire la profondeur de raie intégrée sur le disque stellaire en fonction de la largeur équivalente du profil local w

$$A_R(\lambda) = wR(\Delta\lambda) \quad (\text{B.15})$$

où $R(\Delta\lambda)$ est défini dans l'annexe A (A.26). Nous avons tracé sur la figure C.4, la profondeur maximale au centre de la raie $A_R(0)$ en fonction de la vitesse de rotation projetée.

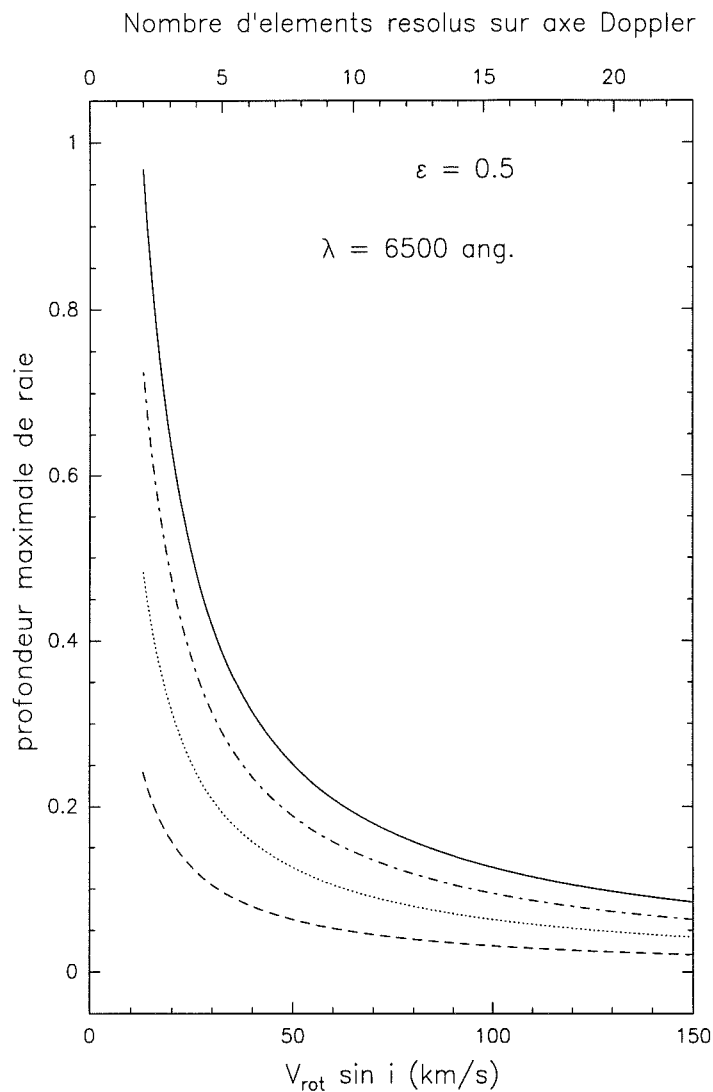


FIG. B.4 - Profondeur maximale au centre de la raie $A_R(0)$ en fonction de la vitesse de rotation projetée, pour 4 valeurs de largeurs équivalentes. Trait plein : $w = 400 \text{ mÅ}$, Trait mixte pointillé : $w = 300 \text{ mÅ}$, trait pointillé : $w = 200 \text{ mÅ}$, trait tiret : $w = 100 \text{ mÅ}$. Les limites en largeur équivalente sont choisies pour que la rotation domine le profil local. Le nombre d'éléments résolus sont labellés sur l'axe supérieur des abscisses.

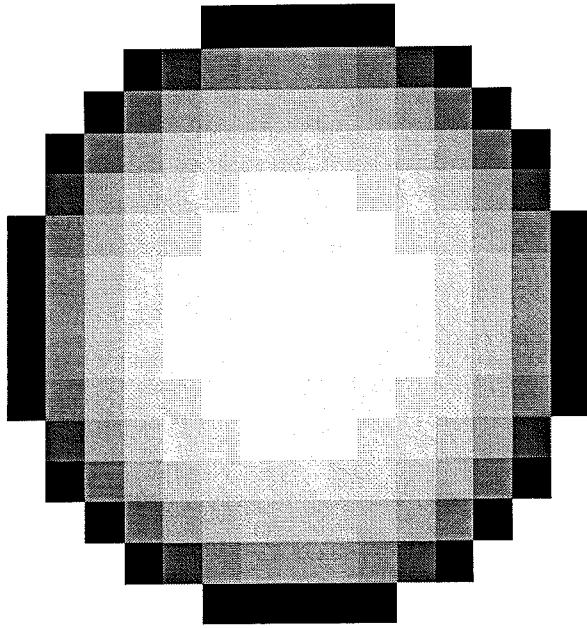


FIG. B.5 - *Résolution spatiale de l'étoile sur le plan du ciel, pour une vitesse de rotation projetée de 60km/sec. En fonction de la courbe précédente, les raies de largeurs équivalentes comprises entre 0.2 et 0.3 Å sont des raies, en principe, propices à la reconstruction.*

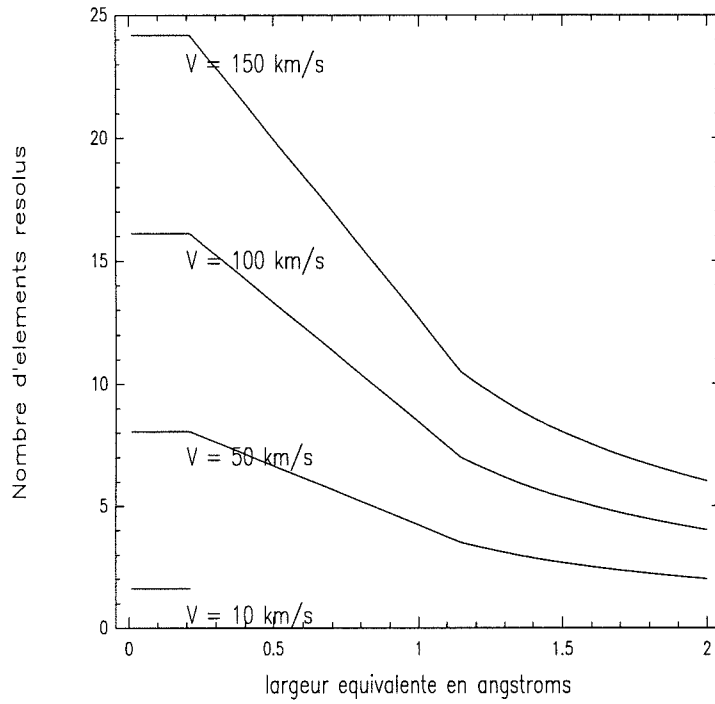


FIG. B.6 - Nombre d'éléments résolus en fonction de la largeur équivalente et la vitesse de rotation maximale ($V = v_{rot} \sin i$), pour une longueur d'onde centrale de 6500 \AA , une température effective de 5500 K ($\bar{c}_s \simeq 6 \text{ km/s}$), et un coefficient d'assombrissement centre-bord $\epsilon = 0.5$. Le profil de rotation domine toujours le profil local dès que la vitesse de rotation excède la vitesse cinétique du milieu. Pour des faibles vitesses de rotation, cela pose aussi une contrainte sur la largeur équivalente à utiliser i.e $w \leq 2\Sigma\pi^{3/4}A_0\lambda\frac{v_{rot}\sin i}{c}$

BIBLIOGRAPHIE

- Adams F.C., Lada C.J., Shu F.H., 1987, *ApJ* 312, 788
- Agrawal P.C., Rao A.R., Riegler G.R., 1986, *MNRAS* 219, 777
- Ambartsumian J.A., 1947, dans *Stellar Evolution and Astrophysics*, (Erevan: Acad. Sci. Armen. SSR)
- André P., 1987, dans *Protostars and molecular clouds*, eds T. Montmerle et C. Bertout, p.143
- André P., Montmerle T., Feigelson E.D., 1987, *AJ* 93, 1182
- André P., Marin-Pintado J., Despois D., Montmerle T., 1990, *A&A* 236, 180
- André P., 1994, dans *The Cold Universe*, Eds T. Montmerle, C.J. Lada, I.F. Mirabel, J. Trân Thanh Vân, p.179
- André P., Deeney B.D., Philips R.B., Lestrade J.F., 1992, *ApJ* décembre
- André P., Montmerle T., 1994, *ApJ* 418, 837
- Appenzeller I., Wolf B., 1977, *ApJ* 341, 340
- Appenzeller I., Mundt R., Wolf B., 1978, *A&A* 63, 289
- Baliunas, S.L., Vaughan, A.H., 1985, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 23, 379
- Bally J., Lane A.P., 1991, *NATO-ASI The physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, p. 471
- Baudrand J., Böhm T., 1992, *A&A* 259, 711
- Bastien P., Ménard F., 1988, *ApJ* 326, 334
- Bastien P., 1991, *NATO-ASI The physics of Star Evolution and Early Stellar Evolution*, p. 709
- Bastien P., Ménard F., 1990, *ApJ* 364, 232
- Basri G., Bertout C., 1989, *ApJ* 341, 341
- Basri G., Martin, E.L., Bertout, C., 1991, *A&A* 252, 625
- Basri, G., Batalha, C., 1990, *ApJ* 363, 654
- Basri G., Marcy G.W., Valenti J.A., 1992, *ApJ* 390, 622
- Bastian U., Finkenzeller U., Jaschek M., 1983, *A&A* 126, 438
- Beckwith S.V.W., Sargent A.I., 1993, dans *Protostars and Planets III*, Eds J.I. Lunine, E.H. Levy, p.521

- Beichman C.A., Myers P.C., Emerson J.P., Harris S., Mathieu R., Benson P.J., Jennings R.E., 1986, ApJ 307, 337
- Bell, R.A., Eriksson, K., Gustafsson, B., Norland, A., 1976, A&AS, 23,37
- Berdiugina S.V., Petrov P.P., Shcherbakov V.A., PAZh 18, 1080
- Berdnikov L.N., Grankin K.N., Chernyshev A.V., Shevchenko V.S., Iakubov S.D., 1991, PAZh 17, 50
- Bertout C., Krautter J., Möllenhoff C., Wolf B., 1977, A&A 61, 737
- Bertout C., 1979, A&A 80,138
- Bertout C., 1983, A&A 126, 1
- Bertout C., 1987, IAU 122, dans Circumstellar Matter, eds A Appenzeller et C Jordam, Dordrecht:Reidel, p. 23
- Bertout C., Basri G., Bouvier J., 1988, ApJ 330, 350
- Bertout C., Basri G., Bouvier J., 1988, ApJ 330, 350
- Bertout C., 1989, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 27, 351
- Bertout C., 1993, dans Star formation and Techniques in Infrared and Millimeter Astronomy. Eds TP Ray et S Beckwith Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag
- Bieging J.H., Cohen M., Schwartz P.R., 1984, ApJ 282, 699
- Bouvier J., Bertout C., Bouchet P., 1986a, A&A 158, 149
- Bouvier J., Bertout C., Benz C., Mayor W., 1986b, A&A 165, 110
- Bouvier J., Bertout C., Bouchet P., 1988, A&AS 75, 1
- Bouvier, J., Bertout, C., 1989, A&A 211, 99
- Bouvier J., 1990, AJ 99, 946
- Bouvier J., 1991, dans "Angular Momentum Evolution of Young Stars", NATO ASI series C340, Eds S Catalano et J.R. Stauffer, Kluwer Academic Publishers
- Bouvier J., Appenzeller, I., 1992, A&AS 92, 481
- Bouvier J., Bertout C., 1992, A&A 263, 113
- Bouvier, J., Cabrit S., Fernandez M., Martin E.L., Matthews J.M., 1993a, A&A 272, 176

- Bouvier, J., Cabrit S., Fernandez M., Martin E.L., Matthews J.M., 1993b, *A&AS* 101, 485
- Brandenburg, A., Tuominen, I., 1988, *Adv. Space Res.* 8, 185
- Brandenburg, A., Krause, F., Meinel, F., Moss, D., Tuominen, I., 1989a, *A&A* 213, 411
- Brandenburg, A., Rädler, K.-H., Tuominen, I., 1989b, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 49,45
- Brandenburg, A., Moss, D., Tuominen, I., 1989c, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 49,129
- Briceno C., Calvet N., Gomez M., Hartmann L.W., Kenyon S.J., Whitney B.A., 1993, *PASP*, 105, 686
- Brown D., Landstreet J., 1981, *ApJ* 246, 899
- Cabrit S., Edwards S., Strom S.E., Strom K., 1990, *ApJ* 354, 687
- Cabrit S., 1992, dans *Stellar jets and Bipolar outflows*, eds L Errico, AA Vittone; Kluwer Academic Publishers, Dordrecht
- Cabrit S., Bertout C., 1992, *A&A* 261, 274
- Caillault J.-P., Zoonematkermani S., 1989, *ApJ* 338, L57
- Calvet N., Basri G., Kuhl L.V., 1984, *ApJ* 277, 725
- Casanova S., Montmerle T., Feigelson E.D., André P., 1994, à paraître dans *ApJ* février 1995
- Collier-Cameron A., A., 1991, dans *Armargh Obs. Colloq., Surface Inhomogeneities on Late type Star*, eds P.B. Byrne, D.J., Mullan, Springer, Berlin Heidelberg New York
- Cohen, M., Kuhl, L.V., 1979, *ApJS* 41, 743
- Cram L.E., 1979, *ApJ* 234, 949
- Crivellari L., Beckman JE, Foing BH, Vladilo G., 1987, *A&A* 174, 127
- Deutsch, A., 1958, *IAU Symposium 6, Electromagnetic Phenomena in cosmical Physics*, ed. B. Lehnert (Cambridge University Press), p.209
- Deutsch, A., 1970, *ApJ* 159, 895
- Donati J-F., Semel M., Praderie F., 1989, *A&A* 225, 467

- Donati J.F., Semel M., Rees D.E., Taylor K., Robinson R.D., 1990, A&A 232, 1
- Donati J., Semel M., Del Toro Iniesta J.C., 1990, A&A 233, 17
- Donati, J., Brown, S.F., Semel, M., Rees, D.E., Dempsey, R.C., Matthews, J.M., Henry, G.W., Hall, D.S., 1992, A&A 265, 682
- Dulk, G.A., 1985, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 23, 169
- Edwards S., 1979, PASP 91,329
- Edwards S., Hartigan P., Ghandour L., Andrulis C., 1994 soumis à ApJ
- Falk, A.F., Wehlau, W.H., 1974, ApJ 192, 409
- Feigelson E.D., Decampli W.M., 1981, ApJ 243, L89
- Feigelson E.D., Montmerle T., 1985, ApJ 338, L89
- Feigelson E.D., Jackson J.M., Mathieu R.D., yers P.C., Walter F.M., 1987, AJ 94, 1251
- Feigelson E.D., Kriss G.A., 1989, ApJ 338, 262
- Feigelson E.D., Giampapa E.D., Vrba F.J., 1991, in *The Sun in Time*, (eds.) Sonett C.P., Giampapa M.S., Matthews M.S., p. 658
- Feigelson E.D., Casanova S., Montmerle T., Guibert J., 1993, ApJ 416, 623
- Ferreira, J., Pelletier, G., 1993a, A&A 276, 625
- Ferreira, J., Pelletier, G., 1993b, A&A 276, 637
- Ferreira, J., Pelletier, G., 1995, à paraître dans A&A
- Ferriz-Mas A., Schmitt D., Schüssler M., A&A 289, 949
- Finkenzeller U., Basri G., 1987, ApJ 318, 843
- Fletcher, R., Reeves, C.M., 1964, Comp. J., 7, 149
- Fukui Y., Iwata T., Mizuno A., Bally J., Lane A.L., 1993, dans *Protostars and Planets III*, Eds JI Lunine, EH Levy, p.603
- Fukui Y., 1989, dans *Low Mass Star Formation and Pre-Main Sequence Object*, ESO wokshp, Ed B. Reipurth, p.95
- Gahm G.F., 1981, ApJ 242, L163
- Gameiro J.F., Lagor M.T.V., Lima N.M., Cameron A.C., 1993, MNRAS 261,11
- Ghez A.M., Neugebauer G., Matthews K., PASP 105, 951

- Giampapa .S., Calvet N., Imhoff C.L., Kuhi L.V., 1981, ApJ 251, 113
- Giovanardi C., Gennari S., Natta A., Stanga R., 1991, ApJ 367, 173
- Giovanelli F., Errico L., Vittone A.A., Rossi C., A&AS 87, 89
- Goncharskii, A. V., Stepanov, V.V., Khokhlova, V.L., Yagola, A.G., 1977, Sov. Astron. Lett. 3, 147
- Goncharskii, A.V, Stepanov, V.V., 1979, Soviet. Math. Dokl. 20,414
- Goncharskii, A.V., Stepanov, V.V., Khokhlova, V.L., Yagola, A.G., 1982, Sov. Astron., 26, 690
- Gray, 1976, The observations and analysis of the Stellar photospheres, John Wiley & sons, Inc
- Grinin V.P., Mitskevitch A.S., 1991, Ap& SS 185, 107
- Gull, S.F., Skilling, J., 1983, in "Indirect Imaging", Proc. of Intern. Symp. Sydney, Cambridge University Press, Cambridge
- Hale, 1908
- Hale, Nicholson, 1925
- Hartmann L., Stauffer J.R., Kenyon S.J., Jones B.F., AJ 101, 1050
- Hartmann, L., Stauffer, J., 1989, AJ 97, 873
- Hartmann L., Hewett R., 1995, à paraître dans ApJ
- Hatzes, A.P., Penrod, G.D., Vogt, S.S., 1989, ApJ 341, 456
- Herbig G.H., 1962, Adv. Astronom. Astrophys. 1, 47
- Herbig G.H., Rao N.K., 1972, ApJ 174, 401
- Herbig G.H., Soderblom D.R., 1980, AJ 242, 628
- Herbig G.H., 1985, ApJ 289, 269
- Herbig G.H., Bell K.R., Lick Observatory Bull., No 1111 (Universty of California)
- Herbst, W., 1989, AJ 98, 2269
- Hienzel, P., 1985, in "Progress in Stellar Spectral Line Formation Theory", C: NATO series Vol. 152, Eds Beckman J.E., Crivellari, L., Reidel D. publishing Company
- Hoffmeister C., 1965, Veröff. Sternwarte Sonneberg 6, 97
- Huovelin, J., Linnaluoto, S., Piirola, V., Tuominen, I., Viirtanen, H., 1985, A&A 152, 357

- Huovelin, J., Piirola, V., Vilhu,), Efimov, Yu. S., Shakhovskoy, N.M., 1987, A&A 176, 83
- Huovelin, J., Saar, S.H., Tuominen, I., 1988, ApJ 329, 882
- Ismailov N/Z., KFNT, 9, no 3, 65
- Jaynes, E.T., 1983, "Papers on probability, statistics and statistical physics", ed. R.D., Rosenkrantz, Reidel, Dordrecht
- Joncour I., Bertout C., Ménard F., 1994a, A&A 285, L25
- Joncour I., Bertout C., Bouvier J., 1994b, A&AL 291, 19
- Joy, 1945, ApJ 102, 168
- Johnstone R.M., Penson M.V., 1986, MNRAS 219, 927
- Johnstone R.M., Penson M.V., 1986, MNRAS 227, 797
- Mineshige S., Kawazoe E., 1993, PASJ 45, 191
- Ohashi N, Kawabe R., Hayashi M., ishiguro M., Hayashi, M., 1991, AJ 102, 2054
- Kenyon S.J., Hartman L., 1987, ApJ 323, 714
- Khokhlova, V.L., 1975, Soviet. Astr. 19, 576
- Khokhlova, V.L., Rayabchikova, T.A., 1975, Adv. Space Sci., 34, 403
- Khokhlova, V.L, 1976, Astron. Naricht., 297, No 5, 203
- Khokhlova, V.L, 1985, Ap. Space Phys. Rev., 4, 99
- Khokhlova, V.L., Rice, J.B., Whelhau, W.H., 1986, ApJ 307, 768
- Kitamura Y., Omodaka T., Kawabe R., Yamashita T., Handa T., 1993, PASJ, 45, 27
- Königl A., 1991, ApJ 370, L39
- Krautter J., Appenzeller I., Jankovics I., 1990, A&A 236, 416
- Ku W.H.-M., Righini-Cohen G., Simon M., 1982, Science 215, 61
- Kurucz, R., 1979, ApJS 40, No 1
- Kürster, M., Schmitt J.H.M.M., Cutispoto G., A&A 289, 899
- Lada C.J., Wilking B.A., 1984, ApJ 287, 610
- Lada C.J., 1985, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 23, 267

- Lada C.J., 1986, IAU 155, Star Forming region, eds M peimpert, J Jugaku, Dordrecht Reidel, p.1
- Lada C.J., 1991, NATO-ASI The physics of Star Evolution and Early Stellar Evolution, p.329
- Lada C.J., Strom K.M., 1993, dans Protostars and Planets III, Eds JI Lunine, EH Levy, p.245
- Lynden-Bell D., Pringle J.E., 1974, MNRAS 168, 603
- Maceroni C., Vilhu O., Van't Veer F., Van Hamme W., pré-publication no451(iap) à paraître dans A&A
- Martin E.L., 1993, PASP 105, 277
- Mégessier, C., 1975, A&A 39,263
- Michaud, G., Megessier, C., Charland, Y., 1981, A&A 103,224
- Mihalas, 1975, "Stellar Atmospheres"
- Moneti A., Zinnecker H., 1991, A&A 242, 428
- Montmerle T., Koch-Miramond L., Falgarone E., Grindlay J.E., 1983, ApJ 269, 182
- Montmerle T., 1990, The Physics of Star and Early Stellar Evolution, eds C.J. Lada, N.D. Kylafis, p. 675
- Montmerle T., Feigelson E.D., Bouvier J., 1993, "Protostars and Planets III", Eds JI Lunine, EH Levy, p.689
- Mundt R., 1979, A&A 74, 21
- Myers P.C., Benson P.J., 1983, ApJ 266, 309
- Myers P.C., Fuller G.A., Mathieu R.D., Beichman C.A., Benson P.J., Schild R.E., Emerson J.P., 1987, ApJ 319, 340
- Natta A., Giovanardi C., 1991, NATO-ASI The physics of Star Formation and Early Stellar Evolution, p. 595
- Narayan R., Nityananda R., 1986, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 24, 127
- Neff, J.E., 1988, in " The impact of very high S/N Spectroscopy on stellar Physics", eds G. Cayrel de Strobel, M. Spite, Kluwer, Dordrecht, p. 223
- Neuhäuser R., Sterzik M.F., Schmitt J.H.M.M., Wichmann R., Krautter J., 1995, à paraître dans A&A

- O'Neal D., Feigelson E.D., Mathieu R.D., Myers P.C., 1990, AJ 100, 1610
- Pallavicini R., Golub L., Rosner R., Vaiana G.S., Ayres T., Linsky J.L., 1981, ApJ 248, 279
- Panagia N., 1991, NATO-ASI The physics of Star Formation and Early Stellar Evolution, p. 565
- Parker, E.N., 1955, Astrophys. J 121, 491
- Parker, E.N., 1955, Astrophys. J 122, 293
- Philips R.B., Lonsdale C.J., Feigelson E.D., 1991, ApJ 382, 261
- Piskunov, N.E., 1985, Sov. Astron. Letter, 11,18
- Piskunov, N.E., Tuominen, I., Vilhu, O., 1990, A&A 230,363
- Piskunov N., Wehlau W.H., A&A 289, 868
- Powell, M.J.D., 1977, Math. Program. 12,141
- Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., 1986, *Numerical recipes. The art of scientific computing*, (New-York: Cambridge University Press), p. 523
- Priest, E.R., 1984, in "Magnetic reconnection in space and laboratory plasmas; Proceedings of the Chapman Conference on Magnetic Reconnection, Los Alamos, NM, October 3-7, Washington, DC, ",p. 63-78
- Pyper, J.B, 1970, ApJS, 18, 347
- Reipurth B., 1991, NATO-ASI The physics of Star Formation and Early Stellar Evolution, p. 497
- Reipurth B., Heathcote S., 1991, A&A 246, 511
- Rice, J.B., Wehlau, W.H., 1970, A&A 9, 189
- Rice, J.B., Wehlau, W.H., 1990, A&A 233, 503
- Rice, J.B., Wehlau, W.H., Khokhlova, V. L., 1989, A&A 208, 179
- Roberts, P.H., 1972, Phil. Trans. Roy. Soc A. 2272, 663
- Roberts, J.A., 1983, Indirect Imaging, Proc. of Intern. Symp. Sydney, Cambridge University Press, Cambridge
- Romano, G., 1975, Mem. Soc. Astron. Ital. 46, 81
- Rosner, R., Golub, L., Vaiana, G., 1985, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 23, 413

- Rüdiger, G., "Differential rotation and stellar Convection sun and Solar-type Stars",
Gordon and Breach, New-York
- Rüdiger., G., Tuominen, I., Krause, F., Virtanen, H., 1986, A&A 217,217
- Rydgren, A. E., Vrba, F., 1983, ApJ 267, 191
- Rydgren A.E., Zak D.S., Vrba F.J., Chugainov P.F., Zaitseva G.V., 1984 AJ 89,
1015
- Semel M., 1989, A&A 225, 456
- Schüssler, M., Solanki, S.K., 1992, A&A 264, L13
- Shakura N.I., Sunyaev R.A., 1973, A&A 24, 337
- Shore, J.E., Johnson, R.W., R.W., 1980, IEEE Trans. IT-26, 26
- Siess, L. et al., 1995, en préparation
- Skilling, J., Gull, S.F., 1981, Algorithms and Applications, presented at Workshop
on Maximum Entropy, Laramie, Wyoming.
- Skinner S.L., Brown A., Walter F.M., AJ 102, 1742
- Soderblom D.R., Stauffer J.R., Hudon J.D., Jones B.F., ApJS 85, 315
- Stibbs, D.W.N, 1950, MNRAS 110, 395
- Stine P.C., Feigelson E.D., André P., Montmerle T., AJ 96, 1394
- Strassmeier, K.G., Rice, J.B., Wehlau, W.H., Vogt, S.S., Hatzes, A.P., Tuominen,
I., Piskunov, N.E., Hackman, T., Poutanen, M., 1991, A&A 247, 130
- Strassmeier K.G., 1990, ApJ 348, 682
- Strassmeier K.G., Welty A.D., Rice J.B., 1994, A&A 285, L17
- Strom K.M., Strom S.E., Wilkin F.P., Carrasco L., Cruz-Gonzalez I., 1990, ApJ 362,
168
- Strom K.M., Strom S.E., 1994, ApJ 424, 237
- Tikhonov., A.N., 1963, Soviet. Math. Dokl. 4, 1964
- Tuominen, I., Rüdiger, G., Brandenburg, A., 1988, in "Activity in cool stars envelo-
pes", eds O. Haynes, B.R. Pettersen, J.H.M.M. Schmitt, J.E. Solheim, Kluwer,
Dordrecht, p.13
- Tuominen, I., Rüdiger, G., 1989, A&A 217, 217
- Vilhu, O., 1984, A&A 133,117

- Vilhu, O., Gustafsson, B., Walter, F.M., 1991, A&A 241, 167
- Vogt, S.S., Penrod, G.D., 1983, Pub. A.S.P., 95, 565
- Vogt S.S., Penrod G.D., Hatzes A.P., 1987, ApJ 381,396
- Vogt, S.S., Penrod, G.D., Hatzes, A.P., 1987, ApJ 321, 496
- Vogt, S.S., 1988, in "The impact of very high S/N Spectroscopy on stellar Physics", eds G. Cayrel de Strobel, M. Spite, Kluwer, Dordrecht, p. 253
- Vrba F.J., Rydgren A.E., Chugainov P.F., Shakovskaya N.I., Zack D.S., 1986, ApJ 306, 199
- Vrba F.J., Herbst W., Booth J.F., 1988, AJ 96, 1032
- Vrba F.J., Rydgren A.E., Chugainov P.F., Shakovskaya N.I., Weaver W.B., 1989, AJ 97, 483
- Walker M.F., 1972, apJ 175, 89
- Walter F.M., 1981, ApJ 245, 677
- Walter F.M., Bowyer S., 1981, ApJ 245, 671
- Walter F.M., 1982, ApJ 253, 745
- Walter F.M., Basri G.S., 1982, ApJ 260, 735
- Walter F.M., Kuhl L.V., 1984, ApJ 284, 194
- Walter F.M., Brown A., Linsky J.L., Rydgren A.E., Vrba F., Roth M., Carrasco L., Imhoff C.L., 1987, ApJ 314, 297
- Walter F.M., Brown A., Mathieu R.D., Myers P.C., Vrba F.J., 1988, AJ 96, 297
- Wehlau, W.H., Rice, J.B., Khokhlova, V.L., 1991, Astron. Astrophys. Trans. 1, 55
- Wenzel W., 1956, Veröff. Sternwarte Sonneberg 219, 1
- Wilking B.A., Greene T.P., Lada C.J., Meyer M.R., Young E.T., 1992, ApJ 397, 520
- Wilking B.A., Lada C.J., Young E.T., 1989, ApJ 340, 823
- Wolf B., Appenzeller I., Bertout C., 1977, A&A 58, 163
- Worden S.P., Schneeberger T.J., Kuhn J.R., Africano J.L., 1981, ApJ 244, 520
- Yagola, A.G., 1979, Soviet. Math. Dokl 20, 275
- Yagola, A.G., 1980, Soviet. Math. Dokl 21, 846

Abbreviations des journaux utilisés dans la bibliographie

A&A	Astronomy and Astrophysics
A&AS	Astronomy and Astrophysics Supplement series
ApJ	Astrophysical Journal
ApJS	Astrophysical Journal Supplement series
Ap&SS	Astrophysics and Space Science
Astron. Astrophys. Trans.	Astronomical and Astrophysical Transactions
ASP	Astronomical Society of the Pacific
KFNT	Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel (ISSN 0233-7665), II
MNRAS	Monthly Notices Royal Astronomy Society
PASJ	Publications of the Astronomical Society of Japan
PASP	Astronomical Society of the Pacific Publications
PAZh	Pis'ma v Astronomicheskii Zhurnal
SvAL	Soviet Astronomy Letters (traduction de Pis'ma v Astronomicheskii Zhurnal)
uvas	UV Astronomy with the IUE Satellite, ESA

Notations, Symboles et Abréviations utilisés

A_p (resp. A_s)	: Profondeur de raie locale de la photosphère (resp. de la tache)
c	: Vitesse de la lumière
c_s	: Vitesse du son
CTTS	: Etoiles T Tauri Classiques (Classical T Tauri stars)
F_{raie}^T	: Flux dans une raie émis par une tache
F_{raie}^P	: Flux dans une raie émis par la photosphère
FWHM	: Full Width at Half Maximum : Largeur à mi-hauteur d'un profil de raie
$H(\alpha, v)$: Fonction de Voigt
HR	: Hertzsprung-Russel
i	: Angle d'inclinaison de l'axe de rotation sur la ligne de visée
I_{raie}^T	: Intensité dans une raie émis par une tache
I_{raie}^P	: Intensité dans une raie émis par la photosphère
M	: Point pris à la surface stellaire
n	: nombre d'éléments résolus le long d'un demi-axe doppler
N	: Nombre total de cellules carrées pavant le plan du ciel
O	: Centre de l'étoile
$(Oxyz)$: Axes du repère lié à l'observateur
$(Ox'y'z')$: Axes du repère lié à l'étoile
P_p (resp. P_s)	: Profil local ($P = 1-A$) de la photosphère (resp. de la tache)
PMS	: Etoiles pré-séquence principale (Pre-Main Sequence Stars)
R_\odot	: Rayon solaire
R_p	: Profil de rotation du disque stellaire
R_s	: Profil de rotation d'une tache
R_*	: Rayon stellaire
\mathcal{R}	: Résolution instrumentale
\mathcal{R}_*	: Résolution effective
TTS	: Etoiles T Tauri (T Tauri Stars)

\vec{u}_x	: vecteur unitaire parallèle à l'axe Ox
v	: Décalage en longueur d'onde par rapport à la longueur d'onde centrale normalisée à l'élargissement doppler thermique
v	(ie $v = \Delta\lambda/\Delta\lambda_D$)
v_{proj}	: Vitesse projetée sur la ligne de visée
v_{rot}	: Vitesse maximale de rotation de l'étoile à l'équateur
w	: largeur équivalente
w_s	: largeur équivalente d'une raie émise par la tache
w_p	: largeur équivalente d'une raie émise par la photosphère
WTTS	: Etoiles T Tauri à faibles raies d'émission (Weak T Tauri Stars)
x,y,z	: composantes cartésiennes normalisées au rayon stellaire dans le repère de l'observateur d'un point M de la surface
X,Y,Z	: composantes cartésiennes dans le repère de l'observateur d'un point M de la surface
x',y',z'	: composantes cartésiennes normalisées au rayon stellaire dans le repère de l'étoile d'un point M de la surface
X',Y',Z'	: composantes cartésiennes dans le repère de l'étoile d'un point M de la surface
<hr/>	
α	: coefficient d'amortissement de la raie (fonction de Voigt)
Δy	: élément de résolution le long de l'axe spatial Doppler(Oy) normalisé au rayon stellaire
Δy_I	: élément de résolution le long de l'axe spatial Doppler(Oy) normalisé au rayon stellaire, tel qu'il est fixé par la résolution instrumentale
$\Delta\lambda_D$: Elargissement doppler thermique
$\Delta\lambda_{FWHM}$: Largeur à mi-hauteur d'un profil de raie locale
η	: Diffusivité magnétique
θ	: colatitude d'un point dans le repère lié à l'étoile
ϕ	: longitude d'un point dans le repère lié à l'étoile
β	: colatitude d'un point dans le repère lié à l'observateur
γ	: longitude d'un point dans le repère lié à l'observateur
$\vec{\Omega}$: vecteur vitesse angulaire de rotation de l'étoile

Table des matières

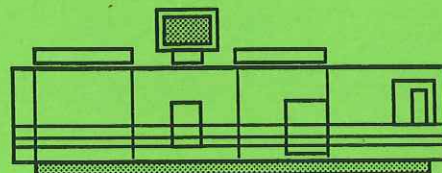
1	Introduction Générale	5
1.1	Magnétisme solaire	7
1.1.1	Taches solaires	7
1.1.2	Chromosphère et Couronne	9
1.1.3	autres structures	10
1.1.4	Modèles dynamo	11
1.2	Techniques de cartographie de la surface stellaire	13
1.2.1	Techniques directes de mesure du champ magnétique	13
1.2.2	Techniques indirectes d'imagerie de la surface des étoiles	14
1.2.3	Bref Historique de l'imagerie Doppler	17
1.3	Introduction aux étoiles T Tauri	21
1.3.1	Définitions des étoiles T tauri	22
1.3.2	Distribution Spectrale d'énergie	23
1.3.3	Flots moléculaires, Jets et Vents et Accrétion	25
1.3.4	Binarité	27
1.3.5	Magnétisme/Activité des étoiles T Tauri	28
1.4	Conclusions	36
1.4.1	Importance de la cartographie des étoiles jeunes	36
1.4.2	Introduction aux chapitres suivants	36
2	Imagerie Doppler	39
2.1	Principe de l'Imagerie Doppler	40
2.1.1	Relation raie spectrale - disque stellaire	40
2.1.2	Résolution axiale versus résolution instrumentale	43
2.1.3	Résolution effective	43
2.1.4	Résoudre l'ambiguïté des isovitesse projetées: principe	45
2.2	Maillage de la surface	47

2.2.1	Préliminaires	47
2.2.2	Limitations intrinsèques de l'imagerie Doppler	50
2.2.3	Principe de discernabilité en vitesse.	53
2.2.4	Cellules résolues définies par les données	53
2.2.5	conclusions	58
2.3	Couverture de phases et temps de pose	59
2.4	Déformations des raies en présence de taches	61
2.4.1	Analyse des déformations des raies dues à des taches photo- sphériques froides	61
2.4.2	Déformations locales	65
2.5	Conclusions	75
3	Modèle paramétrique	93
3.1	Description générale du modèle paramétrique	93
3.1.1	Pavage du plan du ciel	93
3.1.2	Quelques formules géométriques	93
3.1.3	Principe du modèle paramétrique	96
3.1.4	Algorithme d'inversion	98
3.1.5	Paramétrisation des raies locales	101
3.2	Tests et améliorations de la méthode paramétrique	108
3.2.1	Contraintes de la méthode	108
3.2.2	Tests Quantitatifs	113
3.3	Applications aux étoiles T Tauri	118
3.3.1	<i>Publ.1</i> : Imagerie Doppler de V410 TAU	118
3.3.2	<i>Publ.2</i> : Imagerie Doppler de HDE283572	120
4	Conclusions-Prospectives	131
4.1	Résumé	131
4.2	Projets Observationnels	132
4.3	Programmes de reconstruction	134
	ANNEXES	137
A	RAIES D'ABSORPTION	139
A.1	Elargissement des raies	139
A.1.1	Elargissement naturel	140

A.1.2	Elargissement Doppler	141
A.1.3	Elargissement collisionnel	142
A.1.4	coefficient d'absorption final	143
A.1.5	élargissement par rotation	145
A.2	Modélisation de Milne-Eddington - largeurs équivalentes	147
A.2.1	Rappels sur l'équation de transfert	147
A.2.2	Courbes de croissance théoriques - Largeurs équivalentes	150
A.3	Population des niveaux	152
A.3.1	Processus radiatifs dominés par les processus collisionnels	152
B	Résolution spatiale versus résolution spectrale	155
B.1	Résolution instrumentale	155
B.2	Résolution spectrale définie par les profils locaux	157
B.3	Maximiser la résolution et la profondeur de raie	160



Grenoble, janvier 1996



*Imprimé sur "Xerox 5090",
au Service Reprographie du CNRS de Grenoble.*